

(Al,In)GaN Laserdioden haben als kompakte Laserquellen mit einer Emission vom nahen ultravioletten bis in den blau-grünen Spektralbereich bereits innerhalb weniger Jahre nach ihrer erstmaligen Realisierung im Jahr 1996 ihren Platz in kommerziellen Anwendungen wie z. B. der optischen Datenspeicherung gefunden. In der vorliegenden Dissertation wird eine umfassende Zusammenstellung von experimentellen und theoretischen Untersuchungen zur Modendynamik solcher (Al,In)GaN Laserdioden präsentiert, wobei der behandelte Parameterraum die Dimensionen Raum, Zeit und Energie umfasst. Ausgehend von einem vereinfachten, grundlegenden Modell, welches im Verlauf der vorliegenden Arbeit entsprechend der untersuchten Eigenschaften erweitert wird, gelingt es, einen umfassenden und konsistenten Parametersatz zu erstellen, mit dem sich die experimentell beobachteten Phänomene wie z. B. die Filamentierung der Lasermode erklären lassen.

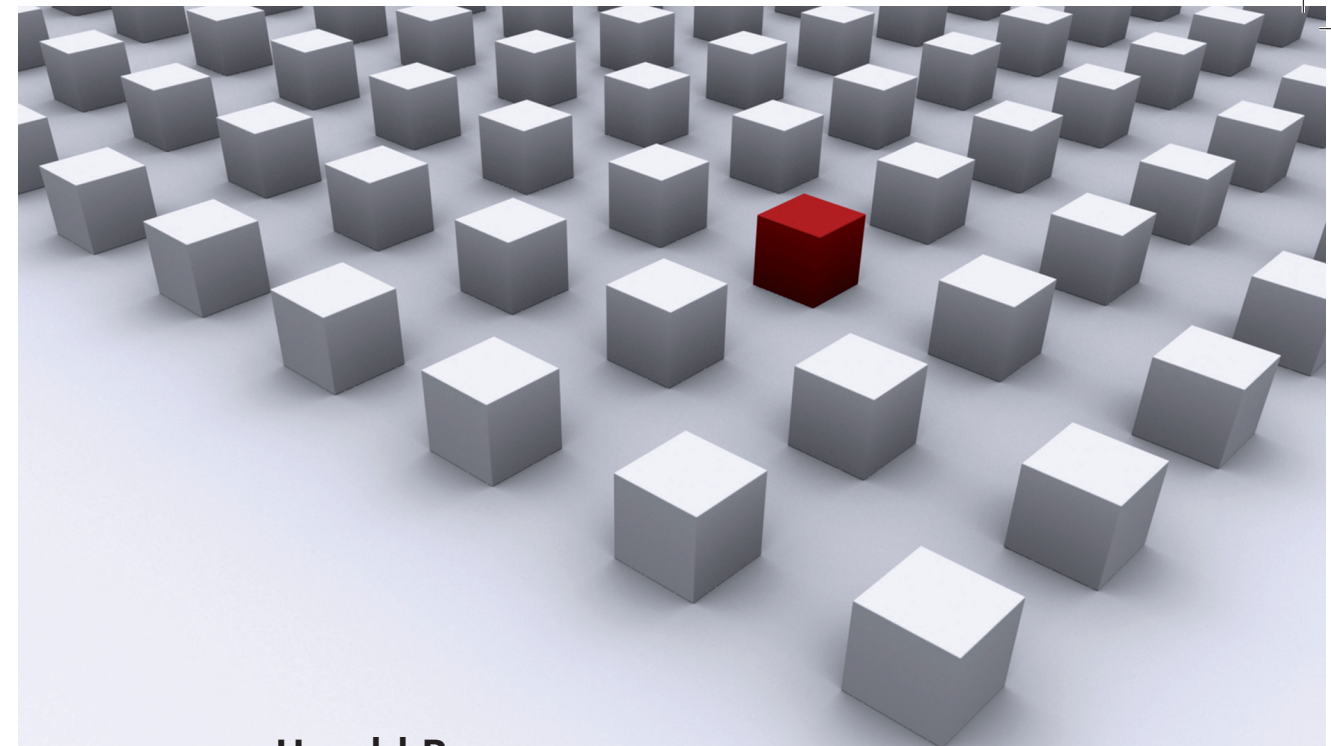
Universitätsverlag Regensburg



Universität Regensburg

Disertationsreihe Physik - Band 06

Harald Braun



Harald Braun

Multidimensionale  
Charakterisierung der  
Modendynamik von (Al,In)GaN  
Laserdioden

Universitätsverlag Regensburg

06  
Disertationsreihe  
Physik

Harald Braun



Multidimensionale  
Charakterisierung der  
Modendynamik von (Al,In)GaN  
Laserdioden

# **Multidimensionale Charakterisierung der Modendynamik von (Al,In)GaN Laserdioden**

Dissertation zur Erlangung des Doktorgrades der Naturwissenschaften (Dr. rer. nat.)  
der naturwissenschaftlichen Fakultät II - Physik der Universität Regensburg  
vorgelegt von

Harald Braun

aus Tirschenreuth

Februar 2009

Die Arbeit wurde von PD Dr. U. T. Schwarz angeleitet.  
Das Promotionsgesuch wurde am 19.01.2009 eingereicht.  
Das Kolloquium fand am 22.04.2009 statt.

Prüfungsausschuss: Vorsitzender: Prof. Dr. G. Bali  
1. Gutachter: PD Dr. U. T. Schwarz  
2. Gutachter: Prof. Dr. S. Ganichev  
weiterer Prüfer: Prof. Dr. J. Repp



## **Dissertationsreihe der Fakultät für Physik der Universität Regensburg, Band 06**

Herausgegeben vom Präsidium des Alumnivereins der Physikalischen Fakultät:  
Klaus Richter, Andreas Schäfer, Werner Wegscheider, Dieter Weiss

**Harald Braun**

**Multidimensionale**  
**Charakterisierung der**  
**Modendynamik von (Al,In)GaN**  
**Laserdioden**

**Universitätsverlag Regensburg**

Bibliografische Informationen der Deutschen Bibliothek.  
Die Deutsche Bibliothek verzeichnet diese Publikation  
in der Deutschen Nationalbibliografie. Detaillierte bibliografische Daten  
sind im Internet über <http://dnb.ddb.de> abrufbar.

1. Auflage 2009

© 2009 Universitätsverlag, Regensburg  
Leibnitzstraße 13, 93055 Regensburg

Konzeption: Thomas Geiger

Umschlagentwurf: Franz Stadler, Designcooperative Nittenau eG

Layout: Harald Braun

Druck: Docupoint, Magdeburg

ISBN: 978-3-86845-032-3

Alle Rechte vorbehalten. Ohne ausdrückliche Genehmigung des Verlags ist es  
nicht gestattet, dieses Buch oder Teile daraus auf fototechnischem oder  
elektronischem Weg zu vervielfältigen.

Weitere Informationen zum Verlagsprogramm erhalten Sie unter:  
[www.univerlag-regensburg.de](http://www.univerlag-regensburg.de)

**Hamid:** "Wozu ist das?"

**Rambo:** "Das ist blaues Licht."

**Hamid:** "Und was macht es?"

**Rambo:** "Es leuchtet blau."

*Doudi Shoua und Sylvester Stallone in Rambo III*

# Multidimensionale Charakterisierung der Modendynamik von (Al,In)GaN Laserdioden



DISSERTATION ZUR ERLANGUNG DES DOKTORGRADES DER NATURWISSENSCHAFTEN (DR. RER. NAT.)  
DER FAKULTÄT II - PHYSIK

DER UNIVERSITÄT REGENSBURG

vorgelegt von

Harald Braun

aus

Tirschenreuth

im Jahr 2009

Promotionsgesuch eingereicht am: 19.01.2009

Die Arbeit wurde angeleitet von: PD Dr. U. T. Schwarz

Prüfungsausschuss: Vorsitzender: Prof. Dr. G. Bali

1. Gutachter: PD Dr. U. T. Schwarz

2. Gutachter: Prof. Dr. S. Ganichev

weiterer Prüfer: Prof. Dr. J. Repp



# Inhaltsverzeichnis

<b>Einleitung und Übersicht</b>	<b>1</b>
<b>1. Grundlegende Eigenschaften von (Al,In)GaN Halbleiterlasern</b>	<b>5</b>
1.1. Funktionsprinzip und Aufbau	6
1.1.1. Kantenemitter-Halbleiterlaser	6
1.1.2. Realisierung im Materialsystem (Al,In)GaN	8
1.2. Verstärkung	9
1.2.1. Messung der Verstärkung	13
1.2.2. Ergebnisse aus Verstärkungsmessungen	16
1.3. Grundlegende Ratengleichungen	20
1.3.1. Ratengleichung der Ladungsträger	20
1.3.2. Ratengleichung der Photonen	24
1.3.3. Kennlinie einer Laserdiode	25
1.3.4. Dynamik	28
1.3.5. Parametersatz	33
1.4. Laser-Moden	34
1.4.1. Laterale und transversale Moden	35
1.4.2. Longitudinale Moden	39
1.5. Fernfeld	41
1.5.1. Propagation von Hermite-Gauß-Moden	41
1.5.2. Fernfeld einer (Al,In)GaN Laserdiode	44
<b>2. Dynamik der longitudinalen Moden</b>	<b>47</b>
2.1. Theoretische Beschreibung	48
2.2. Fluktuationen in der Verstärkung	52
2.2.1. Experimentelle Untersuchungen	52
2.2.2. Simulationen	54
2.2.3. Diskussion	57
2.3. Modehopping	59
2.3.1. Experimenteller Nachweis	60

2.3.2. Simulation . . . . .	63
<b>3. Transversale Wellenführung</b>	<b>65</b>
3.1. Substratmoden-Problematik . . . . .	66
3.2. Direkter Nachweis von Substratmoden . . . . .	70
3.3. Rückschluss auf den effektiven Brechungsindex . . . . .	72
<b>4. Laterale Moden und Filamente</b>	<b>77</b>
4.1. Filamentierung . . . . .	78
4.2. Messungen zur Filamentierung . . . . .	80
4.3. Erweitertes Ratengleichungsmodell . . . . .	83
4.3.1. Simulationsmodell . . . . .	84
4.3.2. Durchführung der Simulation . . . . .	88
4.4. Diskussion der Ergebnisse . . . . .	91
4.4.1. Unterschiedliche Ridgebreiten . . . . .	92
4.4.2. Zusammensetzung des lateralen Intensitätsprofils . . . . .	93
4.4.3. Vergleich mit dem grundlegenden Ratengleichungsmodell . . . . .	97
<b>5. Modendynamik auf thermischer Zeitskala</b>	<b>101</b>
5.1. Einfluss der Temperatur . . . . .	102
5.2. Zeitaufgelöste Charakterisierung . . . . .	104
5.3. Beobachtung einer kritischen Temperatur . . . . .	110
5.3.1. Im lateralen Modenprofil . . . . .	110
5.3.2. In der spektralen Zusammensetzung . . . . .	112
5.3.3. Diskussion . . . . .	113
<b>6. Kopplung von Filamenten zu Supermoden</b>	<b>117</b>
6.1. Beobachtung phasenstarr gekoppelter Filamente . . . . .	118
6.2. Inkohärente Überlagerung von Supermoden . . . . .	120
<b>7. Fernfeld und Propagation von Supermoden</b>	<b>127</b>
7.1. Fernfeld . . . . .	128
7.2. Propagation . . . . .	132
7.2.1. Experimentelle Beobachtung der Propagation . . . . .	132
7.2.2. Die Lasermode als Superposition von Gauß-Moden . . . . .	134
7.3. Rekonstruktion des Feldes und der Phase . . . . .	138
7.3.1. Einzelne Supermode . . . . .	139
7.3.2. Mehrere Supermoden . . . . .	145
<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>149</b>

<b>A. Materialparameter von (Al,In)GaN</b>	<b>153</b>
A.1. Bandstrukturparameter . . . . .	153
A.2. Brechungsindex . . . . .	154
A.3. Thermische Parameter . . . . .	154
<b>Abbildungsverzeichnis</b>	<b>156</b>
<b>Tabellenverzeichnis</b>	<b>157</b>
<b>Probenverzeichnis</b>	<b>159</b>
<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>168</b>
<b>Danksagung</b>	<b>169</b>



# Einleitung

Im Jahr 1996 wurde von der japanischen Firma *Nichia* die erste Laserdiode vorgestellt, welche auf dem Halbleiter Galliumnitrid (GaN) sowie dessen ternären Verbindungen mit Indium (In) bzw. Aluminium (Al) basiert [Naka96]. Die Besonderheit dieses Materialsystems liegt darin, dass sich damit optische Bauelemente herstellen lassen, welche im Prinzip den kompletten sichtbaren Bereich sowie Teile des ultravioletten Bereichs des Spektrums abdecken können. Mithilfe von Leuchtdioden aus (Al,In)GaN lässt sich inzwischen sehr effizient weißes Licht erzeugen und die Eroberung des Beleuchtungs-Marktes durch Leuchtdioden ist in vollem Gange.

Auch Laserdioden, die auf dem Materialsystem (Al,In)GaN basieren, haben bereits ihren Platz in kommerziellen Anwendungen gefunden. Da die ersten (Al,In)GaN Laserdioden aus herstellungstechnischen Gründen eine Wellenlänge von etwa 405 nm hatten, wurde diese Wellenlänge als Standard für das neue Format der optischen Datenspeicherung auf sogenannten *Blu-Ray-Discs* festgelegt [Blu]. Aufgrund der kürzeren verwendeten Wellenlänge ist im Vergleich zu den Vorgänger-Technologien CD und DVD bei der *Blu-Ray-Disc* eine wesentlich höhere Speicherdichte und somit auch Speicherkapazität möglich.

In den letzten Jahren wurde von zahlreichen Firmen und Arbeitsgruppen weltweit mit großem Aufwand die Entwicklung von (Al,In)GaN Laserdioden vorangetrieben, so dass zum derzeitigen Stand herkömmliche (Al,In)GaN Laserdioden den Spektralbereich von 342 nm [Yosh08] bis 488 nm [Nich08b] abdecken. Da bislang in diesem Wellenlängenbereich keine vergleichbar kompakten Laserquellen zur Verfügung standen, öffnet diese Entwicklung die Tür für zahlreiche weitere Anwendungen. So verkauft zum Beispiel auch *Osram-OS* seit Januar 2009 (Al,In)GaN Laserdioden mit einer Wellenlänge von etwa 450 nm [Osra09], welche als blaue Lichtquelle vornehmlich in sogenannten Kleinst<sup>1</sup>-Projektoren zum Einsatz kommen sollen [Stra08b, Stra08a, Mic]. Weitere Einsatzgebiete von (Al,In)GaN Laserdioden liegen in der Spektroskopie, in der Lithographie, in Laserdruckern, und in medizinischen Anwendungen.

Die Weiterentwicklung von (Al,In)GaN Laserdioden ist derzeit in vollem Gange: Der

---

<sup>1</sup>engl.: *pico-size*

zugängliche Wellenlängenbereich wird laufend erweitert, die optische Ausgangsleistung wird erhöht, und aufwändigere Bauformen von Laserdioden werden realisiert.

Bei der Erweiterung des Wellenlängenbereichs geht es derzeit vornehmlich darum, eine Laserdiode mit Emission im grünen Spektralbereich zu realisieren. Bis jetzt können kompakte Laserquellen in diesem Spektralbereich nur mithilfe von Frequenzverdopplung realisiert werden [Jung08], was deren Einsatz in Projektoren bedingt durch die aufwändige Montage und die schlechte Modulierbarkeit limitiert. Um eine gute Farbwiedergabe zu erreichen, ist Laserstrahlung mit einer Wellenlänge von etwa 520 nm notwendig. Hiervon sind (Al,In)GaN Laserdioden derzeit noch ein Stück entfernt, da die dafür nötige Erhöhung der Indiumkonzentration in den Quantentrögen zur entsprechenden Verringerung der Übergangs-Energie zahlreiche Probleme mit sich bringt. Einen möglichen Ausweg bietet hier die Herstellung von (Al,In)GaN Laserdioden, welche in anderen Kristallrichtungen als der herkömmlichen *c*-Richtung gewachsen werden. Auf diese Weise können in den Quantentrögen interne elektrische Felder unterdrückt und der Einbau von Indium verbessert werden. So wurde kürzlich die Realisierung einer *m-plane* (Al,In)GaN Laserdiode mit einer Wellenlänge von knapp 500 nm veröffentlicht [Okam09].

Zum anderen geht es vor allem hinsichtlich weiterer Anwendungen, wie zum Beispiel großflächiger Projektion oder Beschreiben von *Blu-Ray-Discs* mit höherer Geschwindigkeit, darum, die optische Ausgangsleistung von (Al,In)GaN Laserdioden zu erhöhen, wobei Themen wie Strahlqualität, thermische Stabilität, Lebensdauer und Effizienz eine wichtige Rolle spielen.

Dass die Entwicklung von Laserdioden, die auf dem Materialsystem (Al,In)GaN basieren, noch lange nicht beendet ist, beweist die Tatsache, dass in letzter Zeit eine Vielzahl von neuartigen Bauformen veröffentlicht wurde. Als Beispiele seien hier genannt: Ein VCSEL<sup>2</sup> im Dauerstrich-Betrieb bei Raumtemperatur [Higu08], ein PC-SEL<sup>3</sup> [Mats08], Nanostrukturen mit stimulierter Emission unter optischer Anregung [Qian08], Array-Strukturen [Holc09], und eine Laserdiode mit interner Absorberschicht zur Erzeugung kurzer Pulse [Yosh09]. Weitere Bauteile wie DFB<sup>4</sup>-Laserdioden oder Verstärker werden wohl in naher Zukunft folgen.

An den oben beschriebenen Entwicklungen ist auch *Osram-OS* in erheblichem Maß beteiligt. So wurde kürzlich eine (Al,In)GaN Laserdiode mit einer optischen Ausgangsleistung von 8 Watt im gepulsten Betrieb vorgestellt [Brün09], was den derzeitigen Rekordwert darstellt. Auch bei der Realisierung von langwelligen Laserdioden liegt man gut im Rennen [Quer09].

Durch eine enge Zusammenarbeit mit *Osram-OS* eröffnete sich mir die Möglichkeit, in

---

<sup>2</sup>VCSEL: *vertical cavity surface emitting laser*

<sup>3</sup>PC-SEL: *photonic crystal surface emitting laser*

<sup>4</sup>DFB: *distributed feedback*

den knapp drei zurückliegenden Jahren Messungen an (Al,In)GaN Laserdioden durchzuführen, welche uns zu diesem Zweck von *Osram-OS* zur Verfügung gestellt wurden. Die in dieser Arbeit gezeigten Messungen und Berechnungen haben somit die enorme Entwicklung während der letzten Jahre begleitet. Der Fokus bei der Präsentation der Ergebnisse liegt allerdings weniger auf der Dokumentation der in dieser Zeit vorgenommenen Optimierungen bezüglich der Herstellung der Proben, sondern vielmehr auf der Darstellung der zugrundeliegenden physikalischen Vorgänge. Ziel und Zweck der experimentellen Untersuchungen ist es natürlich immer, auch eine Rückmeldung an die Hersteller zu geben, ob die untersuchten Bauteile die erwarteten Eigenschaften zeigen und welche Veränderungen zu einem verbesserten Verhalten führen. Das eigentliche Ziel der vorliegenden Arbeit besteht allerdings darin, anhand von verschiedensten Messungen und grundlegenden Simulationen ein konsistentes Modell und einen möglichst kompletten Parametersatz zu entwickeln, mit dem sich die physikalischen Vorgänge und Zusammenhänge in (Al,In)GaN Laserdioden umfassend verstehen und beschreiben lassen. Dazu wurde, wie es bereits der Titel dieser Arbeit verrät, eine multidimensionale Charakterisierung der Lasermode von (Al,In)GaN Laserdioden im Wellenleiter bzw. während der Propagation im freien Raum durchgeführt, um die Dynamik der Lasermode bezüglich Ort, Zeit und Energie zu untersuchen.

Die in dieser Arbeit gezeigten Ergebnisse bauen auf den Vorgänger-Arbeiten von Markus Pindl [Pind05], Thomas Schödl [Schö04] und Evi Sturm [Stur05] auf.

Im Detail gliedert sich die vorliegende Arbeit wie folgt:

- Im einleitenden Kapitel wird anhand von teilweise vereinfachten Modellen ein Parametersatz hergeleitet, mit dem sich die grundlegenden Eigenschaften von (Al,In)GaN Halbleiterlasern beschreiben lassen. Die hier verwendeten Modelle werden im weiteren Verlauf der Arbeit dann teilweise erweitert und bilden somit die Basis für das Verständnis der folgenden Kapitel.
- In Kapitel 2 geht es um die spektrale Dynamik von (Al,In)GaN Laserdioden mit schmalen Wellenleitern. In diesen Laserdioden existiert nur die fundamentale laterale Mode, jedoch zeigen die Spektren jeweils mehrere longitudinale Moden. Um dieses Verhalten zu beschreiben, werden die in Kapitel 1 eingeführten Rantengleichungen dementsprechend erweitert. Auf diese Weise lassen sich aus der charakteristischen Zusammensetzung und dem zeitlichen Verhalten der gemessenen Spektren weitere Parameter ermitteln und Rückschlüsse auf die Materialhomogenität der untersuchten Proben ziehen.
- Um die Führung der optischen Mode in transversaler Richtung geht es dann in Kapitel 3. Gerade in diesem Bereich wurden in den letzten Jahren essentielle Verbesserungen erzielt, wobei die Unterdrückung von sogenannten Substratmoden eine wichtige Rolle spielt. Diese Substratmoden werden mithilfe eines

optischen Nahfeldmikroskops in entsprechenden nicht-optimierten Laserdioden direkt nachgewiesen.

In den weiteren Kapiteln der vorliegenden Arbeit geht es dann hauptsächlich um Effekte, welche in (Al,In)GaN Laserdioden mit breiten Wellenleitern auftreten. Breite Wellenleiter sind unvermeidlich, wenn man hohe optische Ausgangsleistungen mit einer einzelnen Laserdiode erzielen will.

- In Kapitel 4 wird zuerst allgemein gezeigt, dass die Formation der Lasermode in diesen Breitstreifenemittern vom nichtlinearen Effekt der Filamentierung dominiert wird. Anschließend wird ein theoretisches Modell vorgestellt, mit dem sich das Ausbilden von Filamenten im Wellenleiter der Laserdiode aufgrund ladungsträgerinduzierter Modifikationen des lateralen Brechungsindexprofils nachvollziehen lässt.
- Mit steigender Wellenleiterbreite und somit steigender Ausgangsleistung gewinnen auch thermische Effekte zunehmend an Bedeutung. Deren grundlegender Einfluss auf (Al,In)GaN Laserdioden sowie im speziellen auf die Zusammensetzung und Stabilität der optischen Lasermode wird in Kapitel 5 diskutiert.
- Anschließend wird in Kapitel 6 gezeigt, dass einzelne Filamente zu sogenannten Supermoden koppeln können. Je nach Strom treten eine oder mehrere dieser Supermoden auf, welche sich inkohärent überlagern.
- Im abschließenden Kapitel 7 geht es um die Propagation dieser Supermoden im freien Raum. Anhand der vorgestellten Messungen lässt sich die charakteristische Form des Fernfeldprofils von (Al,In)GaN Breitstreifenlasern eindeutig als Interferenzmuster gekoppelter Filamente identifizieren. Außerdem wird die Phasenverteilung der Lasermode im Wellenleiter bestimmt, indem man die gemessene Propagation der Lasermode durch eine Überlagerung von Gauß-Moden rekonstruiert.
- Zuletzt werden in einer Zusammenfassung nochmals die zentralen Ergebnisse der vorliegenden Arbeit aufgelistet und ein Ausblick auf mögliche zukünftige Untersuchungen und Entwicklungen gegeben.

Obwohl als Kern dieser Arbeit aufwändige experimentelle Untersuchungen durchgeführt wurden, wird auf ein separates Kapitel zur Beschreibung der experimentellen Methoden verzichtet. Die entsprechenden Methoden werden an den jeweils relevanten Stellen in Form von kurzen Einschüben vorgestellt. Für detaillierte Informationen wird auf entsprechende Quellen verwiesen.

Ebenso wird auf eine einleitende Beschreibung des Materialsystems (Al,In)GaN verzichtet. Dafür befindet sich in Anhang A eine Übersicht über alle Materialparameter sowie die dazugehörigen Formeln, mit deren Hilfe sich die Größen berechnen lassen, die für die Durchführung der in dieser Arbeit vorgestellten Simulationen benötigt werden.



# 1. Grundlegende Eigenschaften von (Al,In)GaN Halbleiterlasern

In diesem Kapitel werden die Funktionsweise sowie die grundlegenden Charakteristika von (Al,In)GaN Halbleiterlasern erläutert. Dabei werden zum Teil Näherungen gemacht bzw. vereinfachte Modelle betrachtet, welche dann in den weiteren Kapiteln dieser Arbeit erweitert werden.

Im ersten Abschnitt wird der prinzipielle Aufbau der untersuchten Laserdioden sowie deren grundlegendes Funktionsprinzip beschrieben. Anschließend wird der Begriff der Verstärkung sowie dessen experimentelle Bestimmung eingeführt. Darauf basierend werden dann im dritten Abschnitt die Ratengleichungen definiert, mit deren Hilfe sich das Zustandekommen von Laserstrahlung erklären lässt. Thermische sowie nichtlineare Effekte werden dabei vorerst vernachlässigt. Ebenso wird angenommen, dass sowohl räumlich als auch spektral nur die fundamentale Mode existiert. Im vierten Abschnitt wird die Führung der Lasermode im Bauteil beschrieben, bevor dann abschließend die Propagation des Laserstrahls im freien Raum und die Entstehung des Fernfelds behandelt wird.

## 1.1. Funktionsprinzip und Aufbau

Laser kennzeichnen sich dadurch aus, dass ihre ausgesandte Strahlung durch stimulierte Emission erzeugt wird. Um einen Laser zu realisieren, braucht man im Wesentlichen drei Dinge: Ein verstärkendes Medium, in dem die stimulierte Emission stattfindet, eine Pumpquelle, mit deren Hilfe das verstärkende Medium angeregt wird, und einen Wellenleiter bzw. Resonator, der die photonische Rückkopplung gewährleistet. Durch wiederholte Rückkopplung wird das Licht im Resonator immer weiter verstärkt, bis sich im Resonator ein Gleichgewicht zwischen Verstärkung und Verlusten einstellt.

Im Fall von Halbleiterlasern fungieren Quantentröge in der sogenannten aktiven Zone der Laserdiode als verstärkendes Medium. Das Pumpen wird durch die Erzeugung von angeregten Elektron-Loch-Paaren in den Quantentrögen realisiert. Dies geschieht entweder mittels optischer Anregung oder durch Injektion von Strom in das Bauelement. Im zweiten Fall muss sich die aktive Zone in einem  $p$ - $n$ -Übergang befinden. Der Wellenleiter mit Resonator wird erzeugt, indem durch Zusammensetzung und Strukturierung der Laserdiode ein Brechungsindexprofil erzeugt wird, in dem die Lasermode geführt wird. Es handelt sich also um einen sogenannten dielektrischen Wellenleiter.

### 1.1.1. Kantenemitter-Halbleiterlaser

Alle Messungen, die in dieser Arbeit gezeigt werden, wurden an elektrisch gepumpten Kantenemittern mit Ridge-Wellenleiterstruktur durchgeführt. Dies bedeutet, dass die optische Mode in einer zum epitaktischen Schichtaufbau parallelen Ebene geführt wird und an einer Kante des Bauelements ausgekoppelt wird. Anhand von Abb. 1.1, welche eine Schemazeichnung eines solchen Kantenemitters zeigt, sollen zuerst die Richtungsbezeichnungen eingeführt werden: Die vertikale Richtung entlang der Wachstumsrichtung wird als transversale  $y$ -Richtung und die dazu senkrechte Richtung entlang der Facettenoberfläche als laterale  $x$ -Richtung bezeichnet. Die  $z$ -Richtung schließlich ist entlang der Ausbreitungsrichtung des Laserstrahls orientiert, so dass sich ein rechthändiges Koordinatensystem ergibt.

Der vertikale Schichtaufbau, welcher durch eine Abfolge von epitaktisch hergestellten Schichten realisiert wird, hat vornehmlich zwei Aufgaben zu erfüllen. Zum einen müssen Elektronen und Löcher möglichst effizient in die aktive Zone befördert werden, um in den dort befindlichen Quantentrögen Besetzungsinversion zu erreichen. Zum anderen muss durch den Brechungsindexkontrast zwischen den einzelnen Schichten gewährleistet werden, dass die Lasermode in transversaler Richtung derart geführt wird, dass sie einen möglichst großen Überlapp mit dem verstärkenden Medium erreicht. Die Thematik der optischen Wellenführung wird weiter unten in Abschnitt 1.4 noch im Detail diskutiert.

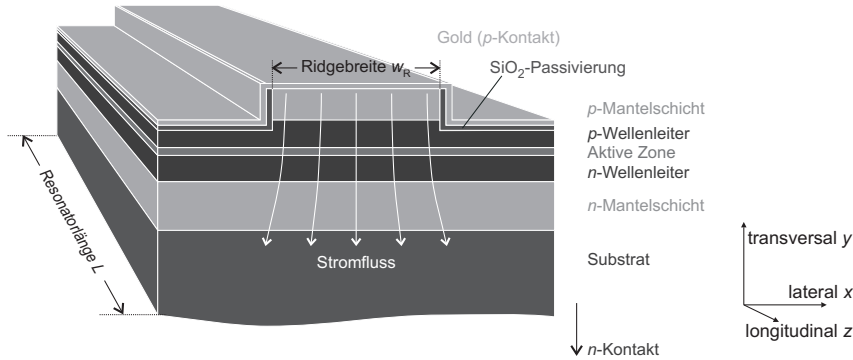


Abbildung 1.1.: Schematische Skizze eines Kantenemitter-Halbleiterlasers mit Ridge-Wellenleiterstruktur. Die Skizze ist nicht maßstabsgetreu.

Die laterale Wellenführung wird erreicht, indem durch selektives Ätzen der  $p$ -Mantelschicht ein sogenannter Ridge<sup>1</sup> der Breite  $w_R$  erzeugt wird, wodurch ein geeignetes laterales Brechungsindexprofil entsteht, durch das die Mode unterhalb des Ridges geführt wird. Man spricht deshalb bei dieser Bauform auch von indexgeführten Laserdioden. Um zusätzlich den Stromfluss zwischen  $p$ - und  $n$ -Kontakt und somit den gepumpten Bereich auf die Fläche unterhalb des Ridges zu beschränken, wird neben dem Ridge eine elektrisch isolierende Schicht (in der Regel  $\text{SiO}_2$ ) unterhalb des Goldkontakts aufgebracht. Allerdings gilt es zu beachten, dass die Breite des Strompfades nur bis zur Ätztiefe beschränkt ist und sich darunter aufweitet, wie es durch die weißen Pfeile in Abb. 1.1 angedeutet ist. Somit beeinflusst die Ätztiefe sowohl die optische Wellenführung als auch die Breite des gepumpten Bereichs. Je tiefer geätzt wird, desto besser wird die optische Mode in lateraler Richtung geführt und gleichzeitig fließen umso weniger Ladungsträger sozusagen an der Lasermode vorbei. Wird allerdings zu nahe an die aktive Zone oder gar durch sie hindurch geätzt, kommt es vermehrt zu nichtstrahlender Rekombination und zum Auftreten von Leckströmen.

Der Resonator wird schließlich durch die planparallelen Spaltflächen des Halbleitermaterials gebildet; es handelt sich also um einen Fabry-Pérot (FP) Resonator. Die Länge des Resonators entspricht der Länge der Laserdiode und wird mit  $L$  bezeichnet. Durch zusätzlich auf die Facetten aufgebrachte dielektrische Schichten kann deren Reflektivität gezielt verändert werden. Da üblicherweise erwünscht ist, dass die Laserdiode nur aus der vorderen Facette emittiert, wird die hintere Facette mit einer möglichst hohen Reflektivität versehen. Die Reflektivität der Auskoppel-Facette wird auf die angestrebte optische Ausgangsleistung abgestimmt.

Eine leichte Modifikation der Ridge-Wellenleiter-Bauform stellt der sogenannte Oxid-

<sup>1</sup>Ridge (engl.): Leiste, Rippe

streifen-Halbleiterlaser dar. Die vertikale Struktur bleibt hierbei unverändert, die laterale Wellenführung wird allerdings nicht durch das Brechungsindexprofil einer Ridge-Wellenleiter-Struktur, sondern einzig durch die laterale Begrenzung der Stromzufuhr erreicht. Man spricht in diesem Fall auch von einer gewinngeführten Struktur.

### 1.1.2. Realisierung im Materialsystem (Al,In)GaN

Im Fall von Laserdioden, die auf dem Materialsystem (Al,In)GaN basieren, wird der epitaktische Schichtaufbau folgendermaßen realisiert:

Als Substrat für (Al,In)GaN Laserdioden werden seit wenigen Jahren in aller Regel Wafer aus GaN verwendet. Davor waren Substrate aus GaN nur bedingt bzw. gar nicht verfügbar, die Laserstrukturen wurden auf Saphir- oder Siliciumcarbid (SiC)-Substraten gewachsen. Auch *OSRAM-OS* ging in den letzten Jahren von der Verwendung von SiC-Substraten zur Verwendung von GaN-Substraten über, da dies diverse Vorteile mit sich bringt. Der größte Vorteil liegt hierbei in einer um mehrere Größenordnungen geringeren Versetzungs- bzw. Defektdichte und der dadurch verbesserten Qualität der epitaktischen Schichten [Furi06]. Eine geringere Defektdichte dient vor allem der Unterdrückung von verlustbringenden Prozessen und führt zu einer höheren Lebensdauer der Laserdioden. Außerdem ergeben sich durch die verbesserte Materialqualität zusätzliche Freiheitsgrade bei der Optimierung der Schichtdicken. Somit werden in dieser Arbeit sowohl Messungen an Laserdioden auf GaN- als auch auf SiC-Substraten gezeigt.

Als Wachstumsmethode zum Aufbringen der epitaktischen Schichten wird die sogenannte metallorganische Dampfphasenepitaxie (MOVPE<sup>2</sup>) verwendet. Allerdings werden von einigen Herstellern auch (Al,In)GaN Laserdioden mittels plasmaunterstützter Molekularstrahlepitaxie (PA-MBE<sup>3</sup>) hergestellt.

Zur *n*- bzw. *p*-Dotierung der jeweiligen Schichten wird Silizium (Si) bzw. Magnesium (Mg) verwendet. Die *p*-Dotierung stellt hierbei die größere technologische Herausforderung dar.

Der Wellenleiter, in den die aktive Zone mit dem *p-n*-Übergang integriert ist, besteht aus GaN, während für die Mantelschichten AlGaIn mit einer Aluminiumkonzentration in der Größenordnung von 5% bis 10% verwendet wird, da AlGaIn nach Gleichung (A.3) einen niedrigeren Brechungsindex als GaN besitzt. Je höher der Aluminiumgehalt ist, umso höher ist der Brechungsindexkontrast zu GaN und umso besser wird die Mode geführt. Allerdings kann die Aluminiumkonzentration nicht beliebig erhöht werden, da sonst Probleme beim Wachstum und bei der Dotierung der Schichten auftreten. Diese Thematik wird in Kapitel 3 ausführlich diskutiert.

<sup>2</sup>MOVPE: *metal-organic vapor phase epitaxy*

<sup>3</sup>PA-MBE: *plasma-assisted molecular beam epitaxy*

Die aktive Zone selbst besteht aus meist mehreren InGaN Quantentrögen, welche jeweils eine Dicke von meist etwa 2 nm haben. Die Barrieren zwischen den Quantentrögen bestehen in der Regel aus GaN.

Um die aktive Zone elektrisch pumpen zu können, muss sie in einen  $p$ - $n$ -Übergang integriert sein. Die aktive Zone selbst und im speziellen die Quantentröge sind hierbei undotiert, um dadurch verursachte nichtstrahlende Prozesse zu vermeiden. Es ist allerdings möglich, die Barrieren zwischen den Quantentrögen mit einer  $n$ -Dotierung zu versehen, um auf diese Weise die piezoelektrischen Felder in den Quantentrögen zumindest teilweise abzuschirmen. Durch die Indiumkonzentration in den InGaN Quantentrögen lässt sich die Wellenlänge der Laserdiode einstellen. Die entsprechende Bandlückenenergie lässt sich mithilfe von Gleichung (A.2) berechnen. Allerdings gilt es zu berücksichtigen, dass sich in den Quantentrögen diskrete Zustände ausbilden und die Quantentröge selbst aufgrund der piezoelektrischen Felder verkippt sind. So führt beispielsweise eine Indiumkonzentration von 10% zu einer Laser-Wellenlänge von ca. 405 nm. In Tabelle 1.1 ist die Schichtabfolge einer von *OSRAM-OS* hergestellten (Al,In)GaN Laserdiode mit einer Laserwellenlänge von  $\lambda = 405$  nm aufgelistet. Die Schichtdicken wurden aus [Stra08b] bzw. [Schi08b], den derzeit aktuellsten Veröffentlichungen seitens *OSRAM-OS*, entnommen. Diese Struktur soll, sofern nicht sonderlich erwähnt, als Referenzstruktur für die in dieser Arbeit gezeigten Simulationen und Berechnungen dienen.

Der epitaktische Aufbau der (Al,In)GaN Laserdioden unterliegt ständiger Optimierung. So wurden im Lauf der letzten Jahre die transversale Wellenführung erheblich verbessert und derzeit wird vornehmlich versucht, die Struktur derart zu modifizieren, dass Laserstrahlung bei möglichst hohen Wellenlängen erreicht wird [Quer09]. Ständige Optimierung bedeutet somit, dass die Messungen, die in dieser Arbeit gezeigt werden, an Laserdioden mit unterschiedlicher epitaktischer Struktur durchgeführt wurden. In [Eich05a], [Lain07] und [Loch08] finden sich beispielsweise Probenstrukturen, die in den letzten Jahren von *OSRAM-OS* verwendet wurden.

## 1.2. Verstärkung

In diesem Abschnitt soll die Rolle der Verstärkung<sup>4</sup> in (Al,In)GaN Laserdioden, sowohl aus theoretischer als auch aus experimenteller Sicht, beschrieben werden. Die theoretische Herleitung beschränkt sich auf die wesentlichen Punkte, die zum weiteren Verständnis der Arbeit notwendig sind. Eine detaillierte Herleitung findet sich zum Beispiel in [Pete91a] und [Agra93].

---

<sup>4</sup>engl.: *gain*

Schicht	Material	Dicke [nm]	Brechungsindex	$\alpha$ [cm <sup>-1</sup> ]
<i>p</i> -Kontakt	GaN:Mg	100	2,526	80
<i>p</i> -Mantelschicht	Al <sub>0,05</sub> Ga <sub>0,95</sub> N:Mg	450	2,473	80
<i>p</i> -Wellenleiter	GaN:Mg	100	2,526	80
Elektronenbarriere	Al <sub>0,1</sub> Ga <sub>0,9</sub> N:Mg	20	2,407	80
Aktive Zone	GaN/InGaN	≈ 20	2,526/2,77	0/ − 800
<i>n</i> -Wellenleiter	GaN:Si	100	2,526	0
<i>n</i> -Mantelschicht	Al <sub>0,05</sub> Ga <sub>0,95</sub> N:Si	2000	2,473	0
Substrat	GaN	μm - mm	2,526	0

Tabelle 1.1.: Vertikaler Schichtaufbau einer (Al,In)GaN Laserdiode, welche Laserstrahlung bei einer Wellenlänge von ca. 405 nm emittiert. Die Schichtdicken wurden aus [Stra08b] bzw. [Schi08b] entnommen. Der Brechungsindex der einzelnen Schichten wurde mithilfe von Gleichung (A.3) berechnet. Die Werte für die Absorption  $\alpha$  wurden aus [Schw07c] entnommen.

### Materialverstärkung $G$

Zuerst wird die sogenannte Materialverstärkung<sup>5</sup>  $G$  sowie deren Energieabhängigkeit hergeleitet und beschrieben. Man betrachte dazu die Ausbreitung einer ebenen Welle mit einem skalaren elektromagnetischen Feld  $\mathcal{E}_0$  und einer Propagationskonstante  $\beta$  in  $z$ -Richtung:

$$\mathcal{E}(z) = \mathcal{E}_0 e^{i\beta z}. \quad (1.1)$$

Die komplexe Propagationskonstante  $\beta = kn$  ist hierbei durch die Wellenzahl  $k = 2\pi/\lambda$ , welche wiederum von der Vakuum-Wellenlänge  $\lambda$  abhängt, und den komplexen Brechungsindex  $n$  des Mediums, in dem sich die Welle ausbreitet, gegeben. Der Realteil  $n'$  des komplexen Brechungsindex  $n$  wird auch Brechzahl genannt und der Imaginärteil  $n''$  gibt im Allgemeinen die Absorption des Mediums an:

$$n = \Re(n) + i \Im(n) = n' + i n'' = n' + \frac{i}{2k} \alpha, \quad (1.2)$$

wobei  $\alpha$  die entsprechende Absorptionskonstante darstellt.

Die Absorption kann auch negativ sein, man spricht dann von Verstärkung, genauer gesagt von der sogenannten Materialverstärkung  $G = -\alpha$ , da die gesamte ebene Welle in dem homogenen Medium bzw. Material propagiert. Setzt man diese Definition zusammen mit Gleichung (1.2) in Gleichung (1.1) ein, so lässt sich die Propagation der ebenen Welle folgendermaßen beschreiben:

$$\mathcal{E}(z) = \mathcal{E}_0 e^{iknz} = \mathcal{E}_0 e^{ikn'z} e^{\frac{1}{2}Gz}. \quad (1.3)$$

---

<sup>5</sup>engl.: *material gain*

Die Brechzahl  $n'$  beeinflusst also offensichtlich die Wellenlänge der ebenen Welle im Medium, während die Materialverstärkung  $G$  zu einem exponentiellen Anwachsen der Amplitude führt.

Die Intensität  $\mathcal{I}$  der ebenen Welle kann schließlich über das Betragsquadrat der komplexen Amplitude berechnet werden:

$$\mathcal{I}(z) = |\mathcal{E}(z)|^2 = \mathcal{I}_0 e^{Gz}. \quad (1.4)$$

Die Materialverstärkung  $G$  gibt also die Verstärkung bzw. Absorption an, die das Licht in einem optisch aktiven Medium erfährt.

In einer Halbleiter-Heterostruktur mit Quantentrögen, wie sie der Wellenleiter in Halbleiterlasern darstellt, hängt die Materialverstärkung  $G$  charakteristisch von der Energie bzw. Wellenlänge ab. Diese Abhängigkeit soll im Folgenden anhand von Abb. 1.2 qualitativ erklärt werden: Die Übergangsenergie zwischen den niedrigsten Energieniveaus

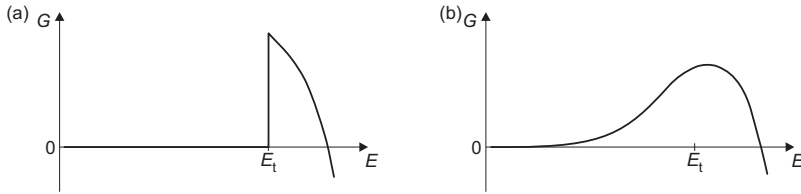


Abbildung 1.2.: Qualitative Energieabhängigkeit der Materialverstärkung  $G$  im idealisierten Fall (a) und unter Berücksichtigung der homogenen bzw. inhomogenen Verbreiterung (b).

der Elektronen und Löcher wird als  $E_t$  bezeichnet. Sie ist in Quantentrögen im Allgemeinen etwas größer als die entsprechende Bandlückenenergie  $E_g$ , kann aber bei breiten Quantentrögen und hohen internen elektrischen Feldern auch kleiner sein. Bewegt sich Licht mit einer Energie  $E < E_t$  durch das aktive Medium, kann es also keine Elektronen vom Valenzband ins Leitungsband anregen und ebenso wenig kann es stimulierte Emission auslösen. Die Materialverstärkung  $G(E < E_t)$  ist dementsprechend gleich Null, das Material ist bei dieser Wellenlänge also transparent.

Da die Bewegungsfreiheit der Ladungsträger im Quantentrog auf zwei Dimensionen beschränkt ist, ist ihre Zustandsdichte innerhalb eines jeden Subbands konstant. Die Besetzung der jeweiligen Zustände im Leitungs- sowie im Valenzband ist dann schließlich über die Lage der jeweiligen Quasiferminiveaus gegeben. Ist der Abstand der Quasiferminiveaus für Elektronen und Löcher größer als die Übergangsenergie  $E_t$ , so ist die zur stimulierte Emission notwendige Besetzungsinversion erreicht.

Propagiert nun in diesem Fall Licht mit einer Energie  $E > E_t$  durch das Medium, kann es also stimulierte Emission auslösen und wird somit verstärkt. Am größten ist die Verstärkung  $G(E)$  direkt bei der Übergangsenergie  $E = E_t$ , da hier die Inversion

am größten ist. Wie man in Abb. 1.2(a) erkennen kann, nimmt die Verstärkung  $G(E)$  mit steigender Energie  $E$  dann wiederum ab, da zwar die Zustandsdichte konstant ist, die Besetzung der höheren Zustände jedoch aufgrund der Fermi-Verteilung abnimmt. Ab einer gewissen Energie ist dann schließlich die Besetzung zu gering, um stimulierte Emission zu ermöglichen. Das Licht wird dann absorbiert, die Verstärkung  $G$  wird also in diesem Bereich negativ.

Zusätzlich muss nun allerdings noch berücksichtigt werden, dass die Verstärkungsspektren aufgrund unterschiedlicher Effekte verbreitert werden. Zum einen führen Streumechanismen zwischen Ladungsträgern untereinander und zwischen Ladungsträgern und Phononen zu einer homogenen Verbreiterung der Verstärkung [Chow97]. Die Berücksichtigung der homogenen Verbreiterung reicht bereits aus, um die qualitative Form des Verstärkungsspektrums in Abb. 1.2(a) zu erklären. In (Al,In)GaN Laserdioden spielt aber die zusätzlich auftretende inhomogene Verbreiterung eine wichtige Rolle: Durch lokale Fluktuationen des Indiumgehalts variiert auch die Übergangsenergie  $E_t$  in Abhängigkeit vom Ort.

### Modale Verstärkung $g_{\text{mod}}$

Betrachtet man anstelle einer ebenen Welle in einem homogenen Medium nun eine Lasermode in einem Wellenleiter eines Halbleiterlasers, so muss man berücksichtigen, dass nur ein Teil der Lasermode innerhalb der Quantentröge propagiert und somit von der dort herrschenden Materialverstärkung  $G$  verstärkt werden kann. Die entsprechende Verstärkung, die die gesamte Lasermode erfährt, wird modale Verstärkung<sup>6</sup>  $g_{\text{mod}}$  genannt. Der Überlapp der Lasermode mit dem verstärkenden Medium wird Füllfaktor  $\Gamma$  genannt. Ist dieser bekannt, kann die modale Verstärkung  $g_{\text{mod}}$  einfach aus der Materialverstärkung  $G$  berechnet werden:

$$g_{\text{mod}} = \Gamma G. \quad (1.5)$$

Die eigentliche Verstärkung  $g$  ergibt sich dann, wenn man schließlich noch berücksichtigt, dass die Lasermode im Wellenleiter zusätzlich auch Absorption aufgrund von Defekten und Materialinhomogenitäten - man spricht von internen Verlusten  $\alpha_{\text{int}}$  - ausgesetzt ist:

$$g = \Gamma G - \alpha_{\text{int}} = g_{\text{mod}} - \alpha_{\text{int}}. \quad (1.6)$$

Ist also im weiteren Verlauf der Arbeit von Verstärkung die Rede, so ist damit die modale Verstärkung abzüglich der internen Verluste gemeint.

Gleicht die Verstärkung neben den internen Verlusten  $\alpha_{\text{int}}$  auch noch die Spiegelverluste  $\alpha_{\text{m}}$  aus, so ist die Laserschwelle erreicht. Die entsprechende Verstärkung wird

---

<sup>6</sup>engl.: *modal gain*



Schwell-Verstärkung  $g_{\text{th}}$  genannt. In diesem Fall hat Licht der Intensität  $\mathcal{I}_0$  nach einem Resonatorumlauf weiterhin die Intensität  $\mathcal{I}_0$ . Bei einer Resonatorlänge  $L$  und Spiegelreflektivitäten  $R_1$  und  $R_2$  folgt mit Gleichung (1.4):

$$\mathcal{I}_0 = \mathcal{I}_0 e^{2Lg_{\text{th}} - \alpha_{\text{int}}} R_1 R_2. \quad (1.7)$$

Durch einfache Umformung ergibt sich daraus die sogenannte Schwellbedingung:

$$g_{\text{th}} = -\frac{1}{2L} \ln \left( \frac{1}{R_1 R_2} \right) + \alpha_{\text{int}} = \alpha_m + \alpha_{\text{int}}. \quad (1.8)$$

Abbildung 1.3 zeigt die entsprechende Konstellation an der Laserschwelle.

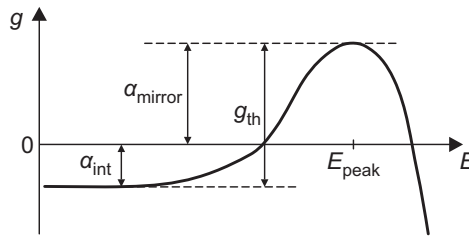


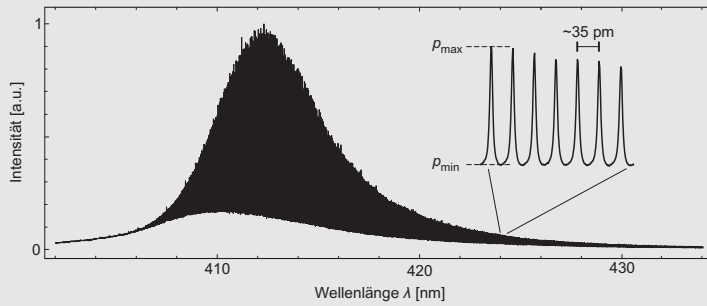
Abbildung 1.3.: Verstärkung  $g$  als Funktion der Energie an der Laserschwelle. In ihrem Maximum gleicht die Verstärkung die internen Verluste  $\alpha_{\text{int}}$  und die Spiegelverluste  $\alpha_m$  aus. Für kleine Energien, bei denen keine stimulierte Emission oder Absorption auftritt, entspricht das Negative der Verstärkung  $g$  genau den internen Verlusten  $\alpha_{\text{int}}$  des Wellenleiters.

### 1.2.1. Messung der Verstärkung

Aus Verstärkungsspektren lassen sich wichtige Parameter eines Halbleiterlaser ermitteln, so zum Beispiel die internen Verluste  $\alpha_{\text{int}}$  und die Abhängigkeit der Verstärkung vom Strom. Es gibt verschiedene experimentelle Methoden, um Verstärkungsspektren von Halbleiterlasern zu messen. Für die in dieser Arbeit gezeigten Messungen wurde die sogenannte Hakki-Paoli-Methode verwendet. Diese soll im folgenden Einschub kurz vorgestellt werden:

#### Einschub 1: Hakki-Paoli Verstärkungsspektroskopie

Diese Methode zur experimentellen Bestimmung der Verstärkung als Funktion der Energie wurde 1973 von Basil W. Hakki und Thomas L. Paoli beschrieben [Hakk73, Hakk75]. Sie beruht auf der Analyse von spektral hochaufgelösten Elektrolumineszenzspektren unterhalb der Laserschwelle. Dabei nutzt man die Gegebenheit, dass der Laserresonator als FP-Etalon fungiert und somit das breite Elektrolumineszenzspektrum moduliert, wie man anhand folgender Messung gut erkennen kann:



Die Tiefe dieser Modulation, also das Verhältnis  $p_{\max}/p_{\min}$  zwischen maximaler und minimaler Intensität der FP-Moden im Resonator, ist durch die Verstärkung  $g$ , die Spiegelreflektivitäten  $R_1$  und  $R_2$ , sowie durch die Resonatorlänge  $L$  eindeutig gegeben [Hakk73]:

$$g = \Gamma G - \alpha_{\text{int}} = \frac{1}{L} \ln \left( \frac{\sqrt{p_{\max}/p_{\min}} + 1}{\sqrt{p_{\max}/p_{\min}} - 1} \right) + \frac{1}{2L} \ln(R_1 R_2) \quad (1.9)$$

Kennt man also die Spiegelreflektivitäten  $R_1$  und  $R_2$  sowie die Resonatorlänge  $L$ , so kann man die Verstärkung  $g$  in Abhängigkeit der Wellenlänge bzw. der Energie aus der Modulationstiefe der Elektrolumineszenzspektren bestimmen. Um diese möglichst exakt bestimmen zu können, muss die spektrale Auflösung des experimentellen Aufbaus deutlich unter dem spektralen Abstand benachbarter FP-Moden liegen. Bei (Al,In)GaN Laserdioden mit einer Wellenlänge von  $\lambda = 405 \text{ nm}$  und einer Resonatorlänge von  $L = 600 \text{ }\mu\text{m}$  liegt dieser Abstand zweier FP-Moden bei etwa  $35 \text{ nm}$ .

Weitere Details über die Hakki-Paoli-Methode und deren Anwendung auf (Al,In)GaN Laserdioden findet man zum Beispiel in [Schw03a, Schw03b].

Eine alternative Methode zur experimentellen Bestimmung der Verstärkung, welche ebenfalls auf der Analyse von spektral hochaufgelösten Elektrolumineszenzspektren unterhalb der Schwelle beruht, ist die sogenannte Fouriertransformationsmethode. Dieses Verfahren führt aber zu keinen besseren Ergebnissen [Fisc04].

Die sogenannte Variable-Streifenlängen-Methode kommt dagegen ohne Elektrolumineszenzspektren aus, da die Probe hierzu optisch angeregt wird, und kann somit auch an undotierten bzw. nicht komplett prozessierten Teststrukturen verwendet werden. Der Nachteil dieser Methode liegt jedoch darin, dass die damit erzielbaren Ergebnisse relativ unpräzise sind (zum Beispiel in [Fran96]) und die Messbedingungen nicht den Betriebsbedingungen entsprechen.

Desweiteren gibt es noch die Möglichkeit, die internen Verluste  $\alpha_{\text{int}}$  sowie weitere Parameter aus den  $I$ - $P_{\text{opt}}$ -Kennlinien von Laserdioden mit verschiedenen Resonatorlängen [Ryu08] bzw. über Variation der Facettenverspiegelung [Schi08b] zu ermitteln. Das Hauptproblem bei diesen Methoden liegt in der großen Streuung der ermittelten Parameter, so dass eine Vielzahl von jeweils identischen Proben prozessiert und untersucht

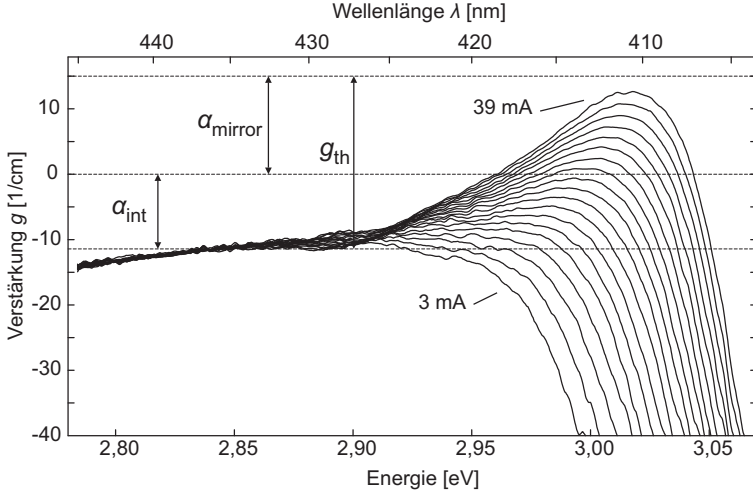


Abbildung 1.4.: Mithilfe der Hakki-Paoli-Methode an Probe 1 bei verschiedenen Strömen gemessene Verstärkungsspektren. Die Schwelle liegt bei ca. 40 mA. Da die Spiegelverluste  $\alpha_m = 14,9 \text{ cm}^{-1}$  bekannt sind, lassen sich die internen Verluste einfach ablesen. Man erhält hier einen Wert von etwa  $\alpha_{\text{int}} = 12 \text{ cm}^{-1}$ .

werden muss, um statistisch signifikante Aussagen zu treffen.

Abbildung 1.4 zeigt Verstärkungsspektren, die mithilfe der Hakki-Paoli-Methode an Probe 1 bei verschiedenen Strömen gemessen wurden. Die Spiegelverluste bei dieser Probe betragen  $\alpha_m = 14,9 \text{ cm}^{-1}$ , die Laserschwelle liegt bei etwa 40 mA. Im Folgenden möchte ich exemplarisch erklären, welche Parameter man direkt aus den Verstärkungsspektren in Abb. 1.4 ablesen kann:

Im langwelligen Bereich, in dem die Verstärkung  $g$  unabhängig vom Strom ist und somit in der aktiven Zone weder Absorption noch stimulierte Emission stattfindet, lassen sich die internen Verluste  $\alpha_{\text{int}}$  ablesen. Diese betragen bei dieser Probe etwa  $12 \text{ cm}^{-1}$ . Hierbei muss man allerdings beachten, dass die internen Verluste  $\alpha_{\text{int}}$  prinzipiell wellenlängenabhängig sind, da beispielsweise der Brechungsindex der wellenführenden Schichten selbst wellenlängenabhängig ist und somit die transversale Wellenführung mit steigender Wellenlänge schlechter wird, wie später in Kapitel 3.1 ausführlich erläutert wird. Der Wert für die internen Verluste  $\alpha_{\text{int}}$  bei der Laserwellenlänge ist also vermutlich etwas geringer als der angegebene Wert von  $12 \text{ cm}^{-1}$ , da dieser bei etwa 435 nm abgelesen wurde.

Aus der Änderung der Verstärkung mit dem Strom lässt sich die sogenannte differentielle Verstärkung ermitteln. Im Allgemeinen wird hierzu das jeweilige Maximum der Verstärkungsspektren verwendet, allerdings kann man die differentielle Verstärkung auch bei konstanter Energie bzw. Wellenlänge auswerten. Knapp unterhalb der Schwelle ergibt sich in der Regel ein linearer Zusammenhang zwischen Verstärkung und

Strom. Für Probe 1 ergibt sich eine differentielle Verstärkung von  $\frac{dg}{dI} = 0,75 \text{ cm}^{-1} \text{ mA}^{-1}$ .

### 1.2.2. Ergebnisse aus Verstärkungsmessungen

Aufbauend auf der im vorhergehenden Abschnitt vorgestellten Bestimmung der Standard-Parameter wurden in unserem Labor in den letzten Jahren zahlreiche Untersuchungen an verschiedenen (Al,In)GaN Laserdioden durchgeführt. In diesem Abschnitt sollen die wichtigsten Ergebnisse aus diesen Messungen kurz dargestellt werden.

#### Dokumentation von Fortschritten

Abbildung 1.5 zeigt Verstärkungsspektren, die in den letzten Jahren an verschiedenen von OSRAM-OS hergestellten Laserdioden gemessen wurden. Für jede Probe ist das Spektrum, das jeweils beim höchsten Strom unterhalb der Schwelle aufgenommen wurde, abgebildet. Wie man deutlich erkennen kann, liegt die größte Veränderung im Laufe der Zeit in einer deutlichen Reduktion der internen Verluste von ca.  $50 \text{ cm}^{-1}$  auf nun ca.  $10 \text{ cm}^{-1}$ . Die Ursachen hierfür liegen einfach gesagt in der Optimierung der wellenführenden Schichten. Der Umstieg von SiC-Substraten auf GaN-Substrate und die damit verbesserte Kristallqualität und die zusätzlichen Freiheitsgrade beim Design der vertikalen Struktur sowie die Unterdrückung von sogenannten Substratmoden, siehe Kapitel 3, spielten hierbei eine erhebliche Rolle.

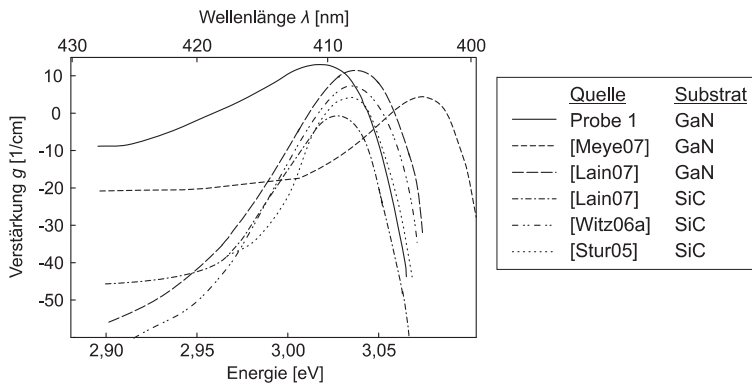


Abbildung 1.5.: Verstärkungsmessungen an von OSRAM-OS in den letzten Jahren hergestellten (Al,In)GaN Laserdioden. Eine deutliche Reduzierung der internen Verluste ist klar zu erkennen.

### Untersuchung der Alterung

Wird eine Laserdiode betrieben, so steigt in der Regel der Schwellstrom mit der Zeit an und somit sinkt die optische Ausgangsleistung bei einem festen Strom. Die dafür verantwortlichen Mechanismen sind noch nicht eindeutig bekannt. Mithilfe von Hakki-Paoli-Verstärkungsmessungen während der Alterung kann man zumindest eingrenzen, ob dafür ein Anstieg der internen Verluste oder aber eine Abnahme der differentiellen Verstärkung verantwortlich ist. In der Regel wird letzteres beobachtet, jedoch ist die Ursache dafür noch unklar. Möglicherweise findet eine Diffusion von Magnesium-Atomen in die aktive Zone statt, die dort nichtstrahlende Rekombinationszentren bilden und somit die Effizienz der strahlenden Emission verringern [Schi08a]. Eine Zunahme der nichtstrahlenden Rekombination während der Alterung wird auch von Meneghini *et al.* vermutet [Mene09].

### Temperaturabhängige Verstärkungsmessungen

Da die bereits angesprochenen Streumechanismen, welche für die homogene Verbreiterung der Verstärkungsspektren verantwortlich sind, von der Temperatur abhängen, während die inhomogene Verbreiterung temperaturunabhängig ist, können mithilfe von temperaturabhängigen Verstärkungsmessungen die Beiträge der homogenen von der inhomogenen Verbreiterung separiert werden. Im Detail wurden dazu Verstärkungsspektren an einer (Al,In)GaN Laserdiode mit einer Indiumkonzentration von ca. 10% bei Temperaturen zwischen 227 K und 300 K und jeweils verschiedenen Stromdichten durchgeführt und durch ein theoretisches Vielteilchenmodell, welches die Temperaturabhängigkeit der homogenen Verbreiterung berücksichtigt, angefitzt [Witz06a, Witz06c]. Auf diese Weise konnten für die homogene Verbreiterung Werte von 18, 22 und 24 meV bei Temperaturen von 227, 262 und 300 K, sowie für die inhomogene Verbreiterung der temperaturunabhängige Wert von 30 meV ermittelt werden.

### Messungen an Laserdioden mit verschiedenen Wellenlängen

2006 wurden von K. Kojima in unserem Labor Verstärkungsmessungen an (Al,In)GaN Laserdioden des japanischen Herstellers *Nichia* durchgeführt. Im Wesentlichen handelte es sich dabei um Standardproben mit Laserwellenlängen von 375, 405, 440 und 470 nm. Aus diesen Messungen entstanden zahlreiche Veröffentlichungen [Koji06, Koji07b, Koji07a, Koji08, Schw07a], wobei die darin präsentierten Messdaten wiederum von anderen Gruppen für Simulationen verwendet werden [Hade08, Witz08].

Die wichtigsten Ergebnisse dieser Messungen lassen sich recht gut anhand von Abb. 1.6, entnommen aus [Koji07b], erklären: Bereits auf den ersten Blick fällt auf, dass die

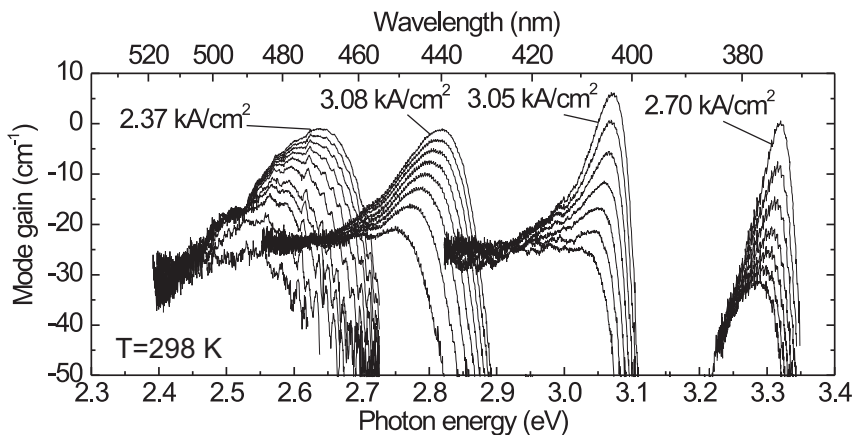


Abbildung 1.6.: In unserem Labor durchgeführte Verstärkungsmessungen an vier verschiedenen Laserdioden des japanischen Herstellers *Nichia*. Es zeigt sich eine deutliche Zunahme der inhomogenen Verbreiterung mit steigender Emissionswellenlänge der untersuchten Laserdioden, welche durch einen zunehmenden Indiumgehalt in den Quantentrögen erreicht wird. Die Abbildung ist entnommen aus [Koji07b].

Breite der Verstärkungsspektren mit steigender Wellenlänge erheblich zunimmt. Diese Tatsache führt man auf die Zunahme der inhomogenen Verbreiterung mit zunehmender Indiumkonzentration und somit zunehmender Stärke der Indiumfluktuationen in den Quantentrögen zurück.

Es wurden verschiedene Ansätze verfolgt, basierend auf diesen Messungen die inhomogene Verbreiterung in theoretische Modelle zu integrieren. Zum einen kann die inhomogene Verbreiterung durch eine Faltung des homogen verbreiterten Verstärkungsspektrums mit einer Gauß-Kurve realisiert werden. Dies entspricht der Annahme, dass die Ladungsträgerdichte überall in der Probe konstant ist und nur die Bandkantenenergie lokal variiert [Witz06b, Schw07a]. Es stellte sich jedoch heraus, dass sich unter Annahme eines global konstanten Ferminiveaus und damit einer variierenden Ladungsträgerdichte bessere Ergebnisse erzielen lassen [Schw07a, Koji07b, Witz08, Koji08]. Mit diesem Ansatz wurden Werte für die inhomogene Verbreiterung von 5, 30, 80 und 140 meV für die vier in Abb. 1.6 gezeigten Messungen ermittelt [Schw07a, Koji07b]. Mit der Annahme eines konstanten Ferminiveaus lässt sich auch die hohe differentielle Verstärkung bei kleinen Strömen, welche in Abb. 1.6 bei der langwelligsten Probe bei etwa 490 nm zu sehen ist, erklären: In diesem Wellenlängenbereich herrscht aufgrund der Indiumfluktuationen eine niedrige Zustandsdichte. Bei niedrigen Strömen werden diese Bereiche zuerst aufgefüllt, was zu einem raschen Anstieg der Verstärkung bei der entsprechenden Wellenlänge führt.

Ein weiterer interessanter Punkt, der sich anhand von Abb. 1.6 erkennen lässt, ist, dass

die stromabhängige Blauverschiebung der Maxima der Verstärkungsspektren mit zunehmender Indiumkonzentration zunimmt. So befindet sich bei der langwelligsten Probe das Maximum der Elektrolumineszenz bei niedrigen Strömen in etwa bei 490 nm, während die Laserwellenlänge bei 470 nm liegt. Bei der kurzwelligsten Probe beträgt die Blauverschiebung dagegen nur einige nm. Dies lässt sich durch die Abschirmung der internen Felder, welche mit steigender Indiumkonzentration zunehmen, durch die in den Quantentrögen befindlichen Ladungsträger erklären. Um also eine entsprechende (Al,In)GaN Laserdiode ohne Unterdrückung der internen elektrischen Felder mit einer Laserwellenlänge von 500 nm zu realisieren, müsste deren Elektrolumineszenz bei niedrigen Strömen in etwa bei mindestens 530 nm liegen.

### Antiguiding-Faktor

Der Antiguiding-Faktor  $\mathcal{R}$  - auch Linienverbreiterungsfaktor oder Henry-Faktor genannt - kann unter anderem durch das Verhältnis zwischen der ladungsträgerinduzierten Brechungsindexänderung  $\frac{dn'}{dN}$  und der ladungsträgerinduzierten Verstärkungsänderung  $\frac{dg}{dN}$  definiert werden [Henr82, Osin87]:

$$\mathcal{R} = -\frac{4\pi}{\lambda} \frac{\frac{dn'}{dN}}{\frac{dg}{dN}} = -\frac{4\pi}{\lambda} \left( \frac{dn'}{dI} \right)_{\text{Lad}} \quad (1.10)$$

Mithilfe des Antiguiding-Faktors  $\mathcal{R}$  können optische Eigenschaften der Lasermode charakterisiert werden.  $\mathcal{R}$  ist unter anderem ein Maß für die Stabilität lateraler Lasermoden von Breitstreifenlasern und daher entscheidend für deren Strahlqualität. Ein hoher Antiguiding-Faktor signalisiert, dass der Laser zu Filamentbildung neigt, somit sind also kleine Werte für  $\mathcal{R}$  besser als große. Diese Thematik wird ausführlich in Kapitel 4 diskutiert.

Für die experimentelle Bestimmung des Antiguiding-Faktors  $\mathcal{R}$  wird neben der differentiellen Verstärkung  $\frac{dg}{dI}$  die ladungsträgerinduzierte Brechungsindexänderung  $\left( \frac{dn'}{dI} \right)_{\text{Lad}}$  benötigt. Beide Größen können aus hochaufgelösten Elektrolumineszenzspektren unterhalb der Laserschwelle bestimmt werden [Schw03b, Feic05, Stur05]. Die Ermittlung der differentiellen Verstärkung wurde bereits in Abschnitt 1.2.1 erläutert, und die ladungsträgerinduzierte Brechungsindexänderung wird aus der stromabhängigen Verschiebung der einzelnen FP-Moden bestimmt, worauf dabei geachtet werden muss, dass die gleichzeitig auftretende thermisch induzierte Brechungsindexänderung eliminiert wird.

Für Probe 1 wurde anhand der in Abb. 1.4 gezeigten Verstärkungsspektren für die differentielle Verstärkung ein Wert von  $\frac{dg}{dI} = 0,75 \text{ cm}^{-1} \text{ mA}^{-1}$  ermittelt. Aus denselben Messdaten ergibt sich für die ladungsträgerinduzierte Brechungsindexänderung bei der Laserwellenlänge  $\lambda = 410 \text{ nm}$  und knapp unterhalb der Schwelle ein Wert von etwa

$\left(\frac{dn'}{dt}\right)_{\text{Lad}} = 10^{-5} \text{ mA}^{-1}$ . Daraus resultiert nach Gleichung (1.10) ein Antiguiding-Faktor von etwa  $\mathcal{R} \approx 4$ . Dieser Wert ist konsistent mit älteren Messungen an (Al,In)GaN Laserdioden, die über die Jahre ermittelten Werte für  $\mathcal{R}$  schwanken in etwa zwischen 3 und 5 [Schw03b, Feic05, Stur05, Meye07]. Diese experimentell bestimmten Werte des Antiguiding-Faktors sind in sehr guter Übereinstimmung mit Simulationen von Chow *et al.*, in [Chow00] bzw. [Chow01] wird für (Al,In)GaN Laserdioden mit einer Quantentrogdicke von 2 nm, wie sie bei den untersuchten Proben in etwa vorliegt, ein Wert von  $\mathcal{R} \approx 3,5$  berechnet. Aufgrund der Abschirmung der Piezofeldern mit steigender Ladungsträgerdichte in den Quantentrögen wird für dickere Quantentröge von Chow *et al.* ein kleinerer Antiguiding-Faktor prognostiziert. Auch diese Abhängigkeit konnte experimentell bestätigt werden [Feic05].

### 1.3. Grundlegende Ratengleichungen

In diesem Abschnitt werden die grundlegenden Ratengleichungen für die Ladungsträger und Photonen im Laser vorgestellt. Die folgende Herleitung wurde ebenso wie die Herleitung der Verstärkung im vorherigen Abschnitt in Anlehnung an [Pete91a] und [Agra93] erstellt. Die Ratengleichungen bilden ein Differentialgleichungssystem, das die zeitabhängige Anzahl der Photonen und Ladungsträger im Laser in Beziehung zum eingepprägten Strom und einem Satz von Materialparametern setzt. Dieses Gleichungssystem kann dann entweder zeitabhängig gelöst werden, um die zeitliche Dynamik des Systems zu beschreiben, oder man betrachtet stationäre Lösungen, um zeitunabhängige Aussagen zum Beispiel über die optische Ausgangsleistung in Abhängigkeit des Stroms treffen zu können.

Im Folgenden wird vorerst der idealisierte Fall behandelt, dass nur eine einzige laterale Mode existiert und diese aus nur einer longitudinalen FP-Mode besteht. In den Kapiteln 2 und 4 wird dieses Modell dann erweitert, indem verschiedene longitudinale Moden bzw. unterschiedliche laterale Moden sowie nichtlineare Effekte berücksichtigt werden. Auf diese Weise lässt sich dann sowohl das spektrale als auch das räumliche Verhalten von (Al,In)GaN Laserdioden beschreiben.

#### 1.3.1. Ratengleichung der Ladungsträger

Zuerst wird die Ratengleichung für die Ladungsträger aufgestellt. Je nachdem, welche Eigenschaft von Laserdioden man beschreiben will, bietet es sich an, entweder die Anzahl der Ladungsträger  $N$  oder die Ladungsträgerdichte  $\mathcal{N}_{3d} = N/V$  zu verwenden, wobei das Volumen  $V$  das Gesamtvolumen der Quantentröge im Wellenleiter



beschreibt. Für die folgende Herleitung wird die Ladungsträgerdichte  $\mathcal{N}_{3d}$  verwendet. Die Ladungsträgerdichte  $\mathcal{N}_{3d}$  im Quantentrog hängt von drei grundlegenden Prozessen ab: Die Ladungsträger werden mit der Rate  $R_{\text{inj}}$  in den Quantentrog injiziert, dort können sie dann entweder mit der Rate  $R_{\text{rec}}$  rekombinieren, oder sie verlassen den Quantentrog wieder, ohne dort zu rekombinieren ( $R_{\text{loss}}$ ). Dies führt zur folgenden grundlegenden Gleichung:

$$\frac{d\mathcal{N}_{3d}}{dt} = R_{\text{inj}} - R_{\text{rec}} - R_{\text{loss}}. \quad (1.11)$$

Die einzelnen Raten beschreiben dabei die Anzahl der entsprechenden Ereignisse pro Zeit und pro Volumen.

Unter der Annahme, dass die Verlustrate  $R_{\text{loss}}$  proportional zur Injektionsrate  $R_{\text{inj}}$  ist, kann die Verlustrate  $R_{\text{loss}}$  durch Einführung einer Injektionseffizienz  $\eta_{\text{inj}}$  eliminiert werden, da es vorerst keinen Unterschied macht, ob die Ladungsträger erst gar nicht in den Quantentrog gelangen oder von dort wieder verloren gehen:

$$R_{\text{inj}} - R_{\text{loss}} = \eta_{\text{inj}} R_{\text{inj}}. \quad (1.12)$$

Die Injektionsrate  $R_{\text{inj}}$  selbst lässt sich einfach aus der durch die Probe fließenden Stromdichte  $J$ , der Gesamtdicke der Quantentröge  $d$  und der Elementarladung  $q_e$  berechnen:

$$R_{\text{inj}} = \frac{J}{d q_e} \quad (1.13)$$

Die Dicke  $d = n_{\text{QW}} \cdot d_{\text{QW}}$  ist hierbei durch die Zahl der Quantentröge  $n_{\text{QW}}$  und die Dicke  $d_{\text{QW}}$  der einzelnen Quantentröge gegeben.

Die Rekombinationsrate  $R_{\text{rec}}$  wiederum kann in verschiedene Komponenten aufgeteilt werden. Sie setzt sich aus der Rate für nichtstrahlende Rekombination  $R_{\text{nr}}$ , für spontane strahlende Rekombination  $R_{\text{r}}$ , für Auger-Rekombination  $R_{\text{Aug}}$  und für stimulierte Emission  $R_{\text{stim}}$  zusammen:

$$R_{\text{rec}} = R_{\text{nr}} + R_{\text{r}} + R_{\text{Aug}} + R_{\text{stim}} \quad (1.14)$$

$$= A_{\text{nr}} \mathcal{N}_{3d} + B_{\text{r}} \mathcal{N}_{3d}^2 + C_{\text{Aug}} \mathcal{N}_{3d}^3 + R_{\text{stim}} \quad (1.15)$$

Gleichung (1.15) beschreibt die Rekombinationsraten mithilfe der Koeffizienten  $A_{\text{nr}}$ ,  $B_{\text{r}}$  und  $C_{\text{Aug}}$  unter Annahme der Ladungsträgerneutralität<sup>7</sup>. Der erste Term beschreibt die nicht-strahlende Rekombination und steht für einen Ein-Teilchen-Prozess und ist somit proportional zu  $\mathcal{N}_{3d}$ . Solch ein Prozess kann zum Beispiel die Rekombination über eine tiefe Störstelle sein (Shockley-Read-Hall-Mechanismus). Der zweite Term beschreibt die spontane strahlende Rekombination. Die entsprechende Rate  $R_{\text{r}}$  ist proportional zur Elektronendichte und zur Löcherdichte und somit proportional zu  $\mathcal{N}_{3d}^2$ . Die

<sup>7</sup>Die Anzahl der Elektronen entspricht der Anzahl der Löcher im Quantentrog.

Auger-Rekombination ist ein weiterer nicht-strahlender Beitrag. Auger-Prozesse sind Drei-Teilchen-Prozesse und somit proportional zu  $\mathcal{N}_{3d}^3$ . Oft wird davon ausgegangen, dass Auger-Prozesse in InGaN vernachlässigt werden können [Pipr02], da die Wahrscheinlichkeit für Auger-Prozesse mit steigender Bandlückenenergie abnimmt. Neuere Untersuchungen zeigen allerdings, dass die Auger-Rekombination auch in InGaN eine wichtige Rolle spielt [Shen07, Hade08].

Den jeweiligen Rekombinationsmechanismen lassen sich Zeitkonstanten, das heißt Ladungsträgerlebensdauern zuordnen:

$$\frac{1}{\tau_{nr}} = \frac{R_{nr}}{\mathcal{N}_{3d}} = A_{nr} \quad (1.16)$$

$$\frac{1}{\tau_r} = \frac{R_r}{\mathcal{N}_{3d}} = B_r \mathcal{N}_{3d} \quad (1.17)$$

$$\frac{1}{\tau_{Aug}} = \frac{R_{Aug}}{\mathcal{N}_{3d}} = C_{Aug} \mathcal{N}_{3d}^2 \quad (1.18)$$

Die Zeitkonstante  $\tau_r$  für die spontane strahlende Rekombination sowie die Zeitkonstante für die Auger-Rekombination  $\tau_{Aug}$  sind somit von der Ladungsträgerdichte  $\mathcal{N}_{3d}$  abhängig. Bei den später vorgestellten Simulationen können diese Zeiten aber als konstant betrachtet werden, da sich oberhalb der Schwelle die Ladungsträgerdichte kaum ändert.

Da es im Laserbetrieb außerdem unwichtig ist, ob die Ladungsträger, abgesehen von der stimulierten Emission, strahlend oder nicht-strahlend rekombinieren, bietet es sich an, diese Prozesse durch eine gemeinsame Zeitkonstante, die sogenannte spontane Ladungsträger-Lebensdauer  $\tau_s$ , zu beschreiben:

$$\frac{1}{\tau_s} = \frac{1}{\tau_{nr}} + \frac{1}{\tau_r} + \frac{1}{\tau_{Aug}} \quad (1.19)$$

Die stimulierte Rekombinationsrate  $R_{stim}$  schließlich ist proportional zur Photondichte  $\mathcal{S}_{3d}$  und koppelt somit die Ratengleichung der Ladungsträger mit der der Photonen. Als Proportionalitätskonstante dient die sogenannte lineare Verstärkung  $A$ :

$$R_{stim} = A \mathcal{S}_{3d}. \quad (1.20)$$

Die lineare Verstärkung  $A$  beschreibt eine lineare Entwicklung der Verstärkung in Abhängigkeit der Ladungsträgerdichte an der Schwelle:

$$A(\mathcal{N}_{3d}) = a \Gamma (\mathcal{N}_{3d} - \mathcal{N}_{3d}^{tr}) \quad (1.21)$$

Die Verstärkung wird erst dann positiv, wenn eine bestimmte Ladungsträgerdichte  $\mathcal{N}_{3d}^{tr}$  im Quantentrog vorhanden ist.  $\mathcal{N}_{3d}^{tr}$  ist also die Ladungsträgerdichte, bei der die Quantentröge transparent sind.

$a$  beschreibt die Steigung dieser linearen Verstärkung und kann auf die differentielle Verstärkung  $\frac{dg}{d\mathcal{N}_{3d}}$  zurückgeführt werden:

$$a = \tilde{v} \frac{dg}{d\mathcal{N}_{3d}} \frac{1}{\Gamma}, \quad (1.22)$$

wobei

$$\tilde{v} = \frac{c_{\text{vac}}}{\tilde{n}} \quad (1.23)$$

die Gruppengeschwindigkeit der Lasermode im Wellenleiter bezeichnet, welche durch den Quotienten aus der Vakuum-Lichtgeschwindigkeit  $c_{\text{vac}}$  und dem Gruppenbrechungsindex des Wellenleiters  $\tilde{n}$  gegeben ist. Letzterer ist folgendermaßen definiert:

$$\tilde{n} = n(\lambda) - \lambda \frac{dn}{d\lambda} \quad (1.24)$$

Die Dispersion  $\frac{dn}{d\lambda}$  kann hierbei mithilfe der Brechungsindex-Formel nach Laws, siehe Gleichung (A.3), berechnet werden. Für den Gruppenbrechungsindex von GaN bei 405 nm ergibt sich somit ein Wert von etwa 3,6.

Alternativ zum linearen Ansatz in Gleichung (1.21) kann auch ein logarithmischer Zusammenhang zwischen der linearen Verstärkung  $A$  und der Ladungsträgerdichte  $\mathcal{N}_{3d}$  an der Schwelle angenommen werden, was zum Beispiel den Vorteil bietet, dass Vielteilchen-Effekte wie das Bandfüllen besser beschrieben werden können [Cold95]:

$$A(\mathcal{N}_{3d}) = \tilde{g}_0 \ln \left( \frac{\mathcal{N}_{3d}}{\mathcal{N}_0} \right) \quad (1.25)$$

Die Parameter  $\tilde{g}_0$  und  $\mathcal{N}_0$  beschreiben hierbei, wie stark sich die lineare Verstärkung  $A$  mit der Ladungsträgerdichte  $\mathcal{N}_{3d}$  ändert.  $\mathcal{N}_0$  ist dabei in der Regel von der Schwell-Ladungsträgerdichte  $\mathcal{N}_{3d}^{\text{tr}}$  verschieden.

Setzt man schließlich die in diesem Abschnitt hergeleiteten Zusammenhänge in Gleichung (1.11) ein, so erhält man die gängige Darstellung der Ratengleichung für die Ladungsträgerdichte  $\mathcal{N}_{3d}$  bzw. die Ladungsträgeranzahl  $N$ :

$$\frac{d\mathcal{N}_{3d}}{dt} = \eta_{\text{inj}} \frac{J}{d q_e} - \frac{\mathcal{N}_{3d}}{\tau_s} - A \mathcal{S}_{3d} \quad (1.26)$$

$$\frac{dN}{dt} = \eta_{\text{inj}} \frac{I}{q_e} - \frac{N}{\tau_s} - A S \quad (1.27)$$

Der Parameter  $S$  in Gleichung (1.27) bezeichnet hierbei die Photonenanzahl<sup>8</sup>:

$$S = \mathcal{S}_{3d} \cdot V. \quad (1.28)$$

### 1.3.2. Ratengleichung der Photonen

Analog zu Gleichung (1.11) für die Ladungsträgerdichte lässt sich auch für die Photondichte  $\mathcal{S}_{3d}$  zuerst eine allgemeine Ratengleichung aufstellen:

$$\frac{d\mathcal{S}_{3d}}{dt} = R_{\text{stim}} - R_{\text{loss,ph}} + \beta_{\text{sp}} R_r \quad (1.29)$$

Photonen können also auf zwei verschiedene Arten entstehen: Zum einen durch stimulierte Emission ( $R_{\text{stim}}$ ), oder aber durch spontane strahlende Emission ( $R_r$ ). Im zweiten Fall trägt aber nur ein kleiner Prozentsatz zur Lasermode bei, nämlich nur solche Photonen, welche sozusagen zufällig die passende Energie besitzen und gleichzeitig in die richtige Richtung abgestrahlt werden. Dieser Anteil wird durch den spontanen Emissionsfaktor  $\beta_{\text{sp}}$  beschrieben [Agra93, Cold95]:

$$\beta_{\text{sp}} = \frac{K_{\text{en}} \Gamma \lambda^4}{4\pi^2 n_{\text{eff}}^2 \tilde{n} V \delta \lambda_r} \quad (1.30)$$

Hierbei ist  $K_{\text{en}}$  ein dimensionsloser Faktor, der von der Laserstruktur abhängt und für indexgeführte Laser den Wert  $K_{\text{en}} \approx 1$  hat [Agra93].  $n_{\text{eff}}$  ist der effektive Brechungsindex der Lasermode; dieser wird in Abschnitt 1.4 behandelt. Für (Al,In)GaN Laserdioden bei einer Wellenlänge von  $\lambda = 405$  nm ergibt sich für  $\beta_{\text{sp}}$  ein Wert von etwa  $10^{-6}$ , weshalb die Eigenschaften der Laserdiode kaum vom Beitrag der spontanen Emission abhängen.

Als Verlustmechanismen für die im Resonator befindlichen Photonen treten die internen Verluste  $\alpha_{\text{int}}$  sowie die Spiegelverluste  $\alpha_{\text{m}}$  auf. Daher kann die Verlustrate  $R_{\text{loss,ph}}$  mithilfe der Schwell-Verstärkung  $g_{\text{th}} = \alpha_{\text{int}} + \alpha_{\text{m}}$  ausgedrückt werden:

$$R_{\text{loss,ph}} = \tilde{g}_{\text{th}} \mathcal{S}_{3d}, \quad (1.31)$$

wobei

$$\tilde{g}_{\text{th}} = \tilde{v} g_{\text{th}} = \tilde{v} (\alpha_{\text{int}} + \alpha_{\text{m}}) \quad (1.32)$$

die Verstärkung an der Schwelle pro Zeiteinheit beschreibt.<sup>9</sup> Diese Formulierung der Verstärkung ist sinnvoll, da in den Ratengleichung die Veränderung der Ladungsträger-

<sup>8</sup>In der verwendeten Notation wird angenommen, dass das den Photonen zur Verfügung stehende Volumen dem Volumen  $V$  der Quantentröge entspricht, aber trotzdem nur mit dem Bruchteil  $\Gamma$  mit dem verstärkenden Material überlappt.  $\mathcal{S}_{3d}$  ist also keine reale Photondichte.

<sup>9</sup>Die Verstärkung pro Zeiteinheit wird immer mit einer Tilde gekennzeichnet, als Umrechnungsfaktor dient jeweils die Gruppengeschwindigkeit  $\tilde{v}$  der Lasermode im Resonator.

bzw. Photonendichte mit der Zeit beschrieben wird.

Setzt man nun die Gleichungen (1.20), (1.31) und (1.17) in Gleichung (1.29) ein, so erhält man die Ratengleichung für die Photonendichte  $\mathcal{S}_{3d}$  bzw. für die Photonenanzahl  $S$ :

$$\frac{d\mathcal{S}_{3d}}{dt} = (A - \tilde{g}_{th}) \mathcal{S}_{3d} + \beta_{sp} \frac{\mathcal{N}_{3d}}{\tau_r} \quad (1.33)$$

$$\frac{dS}{dt} = (A - \tilde{g}_{th}) S + \beta_{sp} \frac{N}{\tau_r} \quad (1.34)$$

### 1.3.3. Kennlinie einer Laserdiode

Als Kennlinie einer Laserdiode versteht man in der Regel die Abhängigkeit der optischen Ausgangsleistung  $P_{opt}$  vom Strom  $I$ . Aus solch einer  $I$ - $P_{opt}$ -Kennlinie lassen sich die beiden wohl wichtigsten Messgrößen einer Laserdiode bestimmen: Der Schwellstrom  $I_{th}$  sowie die Steilheit  $\eta_{diff}$ , welche die Ableitung der optischen Ausgangsleistung  $P_{opt}$  nach dem Strom  $I$  beschreibt. Um solch eine Kennlinie zu berechnen, löst man die Gleichungen (1.26) und (1.33) in Abhängigkeit der Stromdichte  $J$  für den stationären Fall, dass sowohl die Ladungsträgerdichte  $\mathcal{N}_{3d}$  in den Quantentrögen als auch die Photonendichte  $\mathcal{S}_{3d}$  zeitlich konstant ist:

$$\frac{d\mathcal{N}_{3d}}{dt} = \frac{d\mathcal{S}_{3d}}{dt} = 0 \quad (1.35)$$

Um die Differentialgleichungen zu lösen, macht es Sinn, verschiedene Fälle zu unterscheiden:

#### Unterhalb der Schwelle

Unterhalb der Schwelle kann die stimulierte Emission vernachlässigt werden, da die Photonendichte  $\mathcal{S}_{3d}$  sehr gering ist. Somit folgt aus Gleichung (1.26) im stationären Fall ein einfacher Zusammenhang zwischen Ladungsträgerdichte  $\mathcal{N}_{3d}$  und injizierter Stromdichte  $J$ :

$$\mathcal{N}_{3d} = \eta_{inj} \frac{J}{d q_e} \tau_s \quad (1.36)$$

Hierbei sollte man allerdings berücksichtigen, dass die spontane Ladungsträger-Lebensdauer  $\tau_s$  im Allgemeinen nicht konstant ist und gerade bei niedrigen Ladungsträgerdichten stark von der Ladungsträgerdichte abhängt. Desweiteren hängt  $\tau_s$  zum Beispiel von der Temperatur und von der Bandlückenenergie ab.

### An der Schwelle

Direkt an der Schwelle ist die stimulierte Emission immer noch zu vernachlässigen. Mithilfe von Gleichung (1.36) lässt sich somit ein Zusammenhang zwischen Schwellstromdichte  $J_{\text{th}}$  und Schwell-Ladungsträgerdichte  $\mathcal{N}_{3d}^{\text{th}}$  herstellen:

$$\mathcal{N}_{3d}^{\text{th}} = \eta_{\text{inj}} \frac{J_{\text{th}}}{d} \tau_s \quad (1.37)$$

Die Schwell-Ladungsträgerdichte  $\mathcal{N}_{3d}^{\text{th}}$  lässt sich außerdem unter Annahme eines linearen Zusammenhangs zwischen Ladungsträgerdichte  $\mathcal{N}_{3d}$  und Verstärkung  $g$  mithilfe von Gleichung (1.21) in Abhängigkeit zur Transparenz-Ladungsträgerdichte  $\mathcal{N}_{3d}^{\text{tr}}$  ausdrücken:

$$\mathcal{N}_{3d}^{\text{th}} = \mathcal{N}_{3d}^{\text{tr}} + \frac{\tilde{g}_{\text{th}}}{a\Gamma} \stackrel{(1.22)}{=} \mathcal{N}_{3d}^{\text{tr}} + g_{\text{th}} \left( \frac{dg}{d\mathcal{N}_{3d}} \right)^{-1} \stackrel{(1.8)}{=} \mathcal{N}_{3d}^{\text{tr}} + (\alpha_m + \alpha_{\text{int}}) \left( \frac{dg}{d\mathcal{N}_{3d}} \right)^{-1} \quad (1.38)$$

Wie weit die Schwell-Ladungsträgerdichte  $\mathcal{N}_{3d}^{\text{th}}$  oberhalb der Transparenz-Ladungsträgerdichte  $\mathcal{N}_{3d}^{\text{tr}}$  liegt, hängt also nur von der differentiellen Verstärkung  $\frac{dg}{d\mathcal{N}_{3d}}$  und von den internen Verlusten  $\alpha_{\text{int}}$  sowie den Spiegelverlusten  $\alpha_m$  ab.

Setzt man also (1.37) und (1.38) gleich, so ergibt sich folgender Ausdruck zur Berechnung der Schwellstromdichte  $J_{\text{th}}$ :

$$J_{\text{th}} = \frac{d q_e}{\eta_{\text{inj}} \tau_s} \left[ \mathcal{N}_{3d}^{\text{tr}} + (\alpha_m + \alpha_{\text{int}}) \left( \frac{dg}{d\mathcal{N}_{3d}} \right)^{-1} \right]. \quad (1.39)$$

### Oberhalb der Schwelle

Da die Rekombinationsrate der stimulierten Emission sehr viel größer ist als die aller anderen Übergänge, kann man annehmen, dass oberhalb der Schwelle jedes zusätzliche Ladungsträgerpaar im Quantentrog zur stimulierten Emission und somit zur Lasermode beiträgt. Somit bleiben - in diesem einfachen Modell - oberhalb der Schwelle sowohl die Ladungsträgerdichte  $\mathcal{N}_{3d}$  als auch die Verstärkung  $g$  konstant auf dem Niveau von  $\mathcal{N}_{3d}^{\text{th}}$  bzw.  $g_{\text{th}}$ . Außerdem wird hier angenommen, dass der Beitrag der spontanen Emission  $\beta_{\text{sp}}$  zur Lasermode vernachlässigbar ist.

Somit lässt sich die Ratengleichung (1.33) für die Photonendichte  $\mathcal{S}_{3d}$  folgendermaßen vereinfachen:

$$0 = (A(\mathcal{N}_{3d}^{\text{th}}) - \tilde{g}_{\text{th}}) \mathcal{S}_{3d} \quad (1.40)$$

Da die Photonendichte  $\mathcal{S}_{3d}$  oberhalb der Schwelle größer Null ist, besitzt folglich die lineare Verstärkung  $A$  den Wert der Schwell-Verstärkung pro Zeiteinheit  $\tilde{g}_{\text{th}}$ :

$$A(\mathcal{N}_{3d}^{\text{th}}) = \tilde{g}_{\text{th}} \stackrel{(1.32)}{=} \tilde{v}(\alpha_{\text{int}} + \alpha_m) \quad (1.41)$$

Außerdem ergibt sich aus Gleichung (1.26), der Ratengleichung für die Ladungsträger, folgender Zusammenhang zwischen Photonendichte  $\mathcal{S}_{3d}$  und Stromdichte  $J$ :

$$\mathcal{S}_{3d} = \frac{1}{A (\mathcal{N}_{3d}^{\text{th}})} \left( \eta_{\text{inj}} \frac{J}{d q_e} - \frac{\mathcal{N}_{3d}^{\text{th}}}{\tau_s} \right) \quad (1.42)$$

Zusammen mit den Gleichungen (1.41) und (1.37) lässt sich dieser Ausdruck vereinfachen und man erhält einen Ausdruck für die Photonenanzahl  $S$  in Abhängigkeit des Stroms  $I = J \cdot V/d$  oberhalb der Schwelle:

$$S \stackrel{(1.28)}{=} \mathcal{S}_{3d} \cdot V = \frac{1}{\tilde{v}} \frac{1}{\alpha_{\text{int}} + \alpha_m} \frac{\eta_{\text{inj}}}{q_e} (I - I_{\text{th}}) \quad (1.43)$$

Hieraus lässt sich nun die optische Leistung  $P_{\text{opt}}$  der Laserdiode berechnen. Sie ist ein Produkt aus der im Resonator gespeicherten optischen Energie  $S \cdot \hbar\omega$ , den Spiegelverlusten  $\alpha_m$  und der Gruppengeschwindigkeit der Lasermode  $\tilde{v}$ :

$$\begin{aligned} P_{\text{opt}} &= S \cdot \hbar\omega \cdot \alpha_m \cdot \tilde{v} \\ &\stackrel{(1.43)}{=} \frac{\hbar\omega}{q_e} \cdot \left( \frac{\alpha_m}{\alpha_{\text{int}} + \alpha_m} \right) \cdot \eta_{\text{inj}} (I - I_{\text{th}}) \end{aligned} \quad (1.44)$$

Die Steilheit  $\eta_{\text{diff}}$  ist dann schließlich als die Ableitung der optischen Ausgangsleistung  $P_{\text{opt}}$  nach dem Strom  $I$  definiert:

$$\eta_{\text{diff}} = \frac{dP_{\text{opt}}}{dI} = \frac{\hbar\omega}{q_e} \cdot \left( \frac{\alpha_m}{\alpha_{\text{int}} + \alpha_m} \right) \cdot \eta_{\text{inj}} \quad (1.45)$$

Eine stärkere Verspiegelung der Auskoppelfacette führt zu kleineren Spiegelverlusten  $\alpha_m$  und somit nach Gleichung (1.39) zu einer niedrigeren Schwellstromdichte  $J_{\text{th}}$ , aber gemäß Gleichung (1.45) eben auch zu einer niedrigeren Steilheit  $\eta_{\text{diff}}$ . Je nach gewünschter optischer Ausgangsleistung  $P_{\text{opt}}$  lässt sich also eine optimale Verspiegelung berechnen, um den dafür benötigten Strom  $I$  zu minimieren.

### Bestimmung der Injektionseffizienz $\eta_{\text{inj}}$

Sieht man den Schwellstrom  $I_{\text{th}}$  als gegeben an, so lässt sich mithilfe von Gleichung (1.44) die  $I$ - $P_{\text{opt}}$ -Kennlinie für Probe 1 leicht simulieren. Da die Spiegelreflektivitäten bekannt sind, ergibt sich nach Gleichung (1.8) für die Spiegelverluste der Wert  $\alpha_m = 14,9 \text{ cm}^{-1}$ , und für die internen Verluste von Probe 1 wurden bereits aus der entsprechenden Hakki-Paoli-Verstärkungsmessung in Abb. 1.4 der Wert  $\alpha_{\text{int}} = 12 \text{ cm}^{-1}$  bestimmt. Somit bleibt die Injektionseffizienz  $\eta_{\text{inj}}$  der einzig freie Parameter, um die Steilheit  $\eta_{\text{diff}}$  der simulierten Kennlinie an die entsprechende Messung anzupassen. Nach Gleichung (1.45) ergibt sich für Probe 1 folgender Zusammenhang:

$$\eta_{\text{diff}} = \eta_{\text{inj}} \cdot 1,67 \text{ W/A} \quad (1.46)$$

Da die gemessene Steilheit bei etwa 1,25 W/A liegt, ergibt sich nach Gleichung (1.46) für die Injektionseffizienz ein Wert von  $\eta_{\text{inj}} = 0,75$ . Da das Ablesen der internen Verluste  $\alpha_{\text{int}}$  aus den Hakki-Paoli-Verstärkungsspektren mit einer gewissen Ungenauigkeit verbunden ist, folgt noch eine kurze Abschätzung: Liegen die internen Verluste tatsächlich um  $2 \text{ cm}^{-1}$  höher bzw. niedriger, so ergeben sich für die Injektionseffizienz Werte von 0,81 bzw. 0,7.

Um weitere Größen wie zum Beispiel die Schwell-Ladungsträgerdichte oder die Transparenz-Ladungsträgerdichte zu berechnen, müssen zuerst die spontane Ladungsträger-Lebensdauer  $\tau_s$  und die differentielle Verstärkung  $\frac{dg}{dN_{3d}}$  bestimmt werden. Dies geschieht im nächsten Abschnitt.

### 1.3.4. Dynamik

Wird eine Laserdiode eingeschaltet, genauer gesagt wird der Strom abrupt über den Schwellstrom erhöht, beginnt die Laserdiode nicht sofort Laserstrahlung zu emittieren, sondern erst nach der sogenannten Anfangsverzögerung, wenn die Schwell-Ladungsträgerdichte erreicht ist. Ist dies der Fall, so räumt die optische Mode die Ladungsträgerdichte wieder unter ihren Schwellwert ab, danach steigt die Ladungsträgerdichte wieder an und somit kommt es zu Relaxationsoszillationen.

Dieses zeitliche Verhalten lässt sich durch das Lösen der beiden gekoppelten Ratengleichungen (1.26) und (1.33) beschreiben. Abbildung 1.7 zeigt die entsprechende zeitliche Entwicklung der Ladungsträgerdichte  $N_{3d}$  sowie der Photonendichte  $S_{3d}$ . Durch das Anfitzen des simulierten Verhaltens an Messungen ist es möglich, wichtige Parameter wie zum Beispiel die spontane Ladungsträger-Lebensdauer  $\tau_s$  oder die differentielle Verstärkung  $\frac{dg}{dN_{3d}}$  zu bestimmen. Dies wird im Folgenden durchgeführt.

Zuerst werden aber Ausdrücke für die Anfangsverzögerung und die Frequenz der Relaxationsoszillationen formuliert, um die Abhängigkeit dieser Messgrößen von den Materialparametern zu erläutern.

#### Anfangsverzögerung

Wird zum Zeitpunkt  $t=0$  der Strom stufenförmig von  $I_{\text{off}} < I_{\text{th}}$  auf  $I_{\text{on}} > I_{\text{th}}$  erhöht, so vergeht die Zeit  $\tau_{\text{delay}}$ , bis die Ladungsträgerdichte  $N_{3d}$  ihren Schwellwert  $N_{3d}^{\text{th}}$  erreicht. Aus den Gleichungen (1.27) und (1.36) lässt sich für die Anfangsverzögerung  $\tau_{\text{delay}}$  folgender Zusammenhang herleiten [Pete91a, Meye07]:

$$\tau_{\text{delay}} = \tau_s \cdot \ln \left( \frac{I_{\text{on}} - I_{\text{off}}}{I_{\text{on}} - I_{\text{th}}} \right) \quad (1.47)$$

In diesem einfachen Modell hängt also  $\tau_{\text{delay}}$  einzig von der spontanen Ladungsträger-Lebensdauer  $\tau_s$  ab, somit kann  $\tau_s$  gut mithilfe von  $\tau_{\text{delay}}$  bestimmt werden. Tatsächlich



ist es aber so, dass  $\tau_s$  von der Ladungsträgerdichte abhängt, da sich  $\tau_s$  nach Gleichung (1.19) aus verschiedenen Prozessen zusammensetzt, welche selbst ladungsträgerdichte-abhängig sind. Bestimmt man also  $\tau_s$  auf die hier beschriebene Weise, so wird diese Ladungsträgerdichte-Abhängigkeit vernachlässigt.

Außerdem muss man bei der Anwendung von Gleichung (1.47) beachten, dass  $\tau_{\text{delay}}$  den Zeitpunkt angibt, in dem  $\mathcal{N}_{3d}$  den Wert  $\mathcal{N}_{3d}^{\text{th}}$  erreicht, welcher nicht mit dem ersten Maximum der Photonendichte  $\mathcal{S}_{3d}$  übereinstimmt, wie man in Abb. 1.7 erkennen kann. Die Zeitspanne zwischen  $\tau_{\text{delay}}$  und dem ersten Maximum von  $\mathcal{S}_{3d}$  hängt jedoch von der Frequenz der Relaxationsoszillationen und somit von der differentiellen Verstärkung ab. Die Anfangsverzögerung  $\tau_{\text{delay}}$  kann also nicht ohne weiteres aus Messungen der Relaxationsoszillationen abgelesen werden.

### Relaxationsoszillationen

Da beim Anschalten der Laserdiode die Ladungsträgerdichte  $\mathcal{N}_{3d}$  ihren Schwellwert  $\mathcal{N}_{3d}^{\text{th}}$  überschreitet, ist hier die Verstärkung  $\tilde{g}$  ebenfalls größer als  $\tilde{g}_{\text{th}}$ . Durch die dadurch verursachte stimulierte Emission nimmt die Ladungsträgerdichte wieder ab, wodurch schließlich auch die Verstärkung  $\tilde{g}$  und die Photonendichte  $\mathcal{S}_{3d}$  wieder abnehmen. Danach beginnt dieser Vorgang in abgeschwächter Weise von neuem. In [Pete91a] wird folgende Näherung für die Relaxationsfrequenz  $f_{\text{relax}}$  hergeleitet:

$$f_{\text{relax}} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{\tilde{g}_{\text{th}}}{\tau_p} \tilde{v} \frac{d\tilde{g}}{d\mathcal{N}_{3d}} \mathcal{S}_{3d}} \quad (1.48)$$

Offensichtlich hängt die Relaxationsfrequenz  $f_{\text{relax}}$  also - neben anderen vergleichsweise gut bekannten Parametern - von der differentiellen Verstärkung  $\frac{d\tilde{g}}{d\mathcal{N}_{3d}}$  ab. Da  $\frac{d\tilde{g}}{d\mathcal{N}_{3d}}$  nur

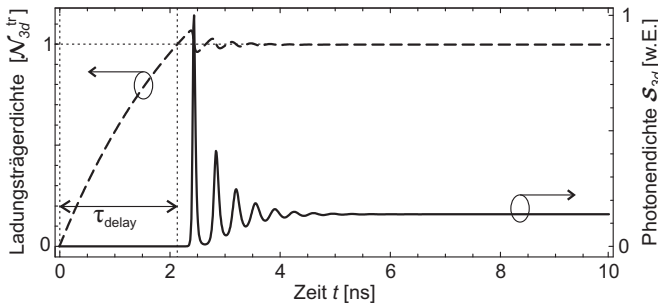


Abbildung 1.7.: Simuliertes zeitliches Verhalten der Ladungsträgerdichte (gestrichelt) sowie der Photonendichte (durchgezogen) nach Einschalten des Stroms bei  $t = 0$ . Die Anfangsverzögerung  $\tau_{\text{delay}}$  beschreibt die Dauer zwischen Pulsbeginn und dem Zeitpunkt, an dem die Ladungsträgerdichte erstmals ihren Schwellwert erreicht.

schwer auf andere Weise zu bestimmen ist, bietet es sich an, diesen wichtigen Parameter auf diese Weise zu bestimmen.

## Pulsende

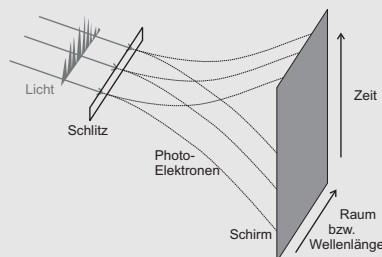
Die Untersuchung des Abfalls der Lichtintensität am Pulsende nach Abschalten des Stromes ist nicht sehr aussagekräftig. Prinzipiell lässt sich hieraus ebenfalls die spontane Ladungsträger-Lebensdauer  $\tau_s$  ablesen. Allerdings herrscht nach Pulsende eine Situation in der aktiven Zone, die sich deutlich von der im Laserbetrieb unterscheidet. Durch die Änderung der angelegten Spannung am Pulsende verändert sich die Verkipfung der Quantentröge, was einen erheblichen Einfluss auf die spontane Ladungsträger-Lebensdauer  $\tau_s$  hat [Schw07b]. Außerdem sinkt die Ladungsträgerdichte während des Zerfalls nach Pulsende sehr schnell, was ebenfalls eine Veränderung von  $\tau_s$  mit sich bringt.

## Fitten durch Lösen der Ratengleichungen

Da sich diese eben beschriebenen Prozesse im Bereich weniger ns abspielen, ist bei den entsprechenden Messungen die Zeitauflösung des verwendeten Aufbaus von essentieller Bedeutung. Daher wurden die Messungen mit einer Streak-Kamera durchgeführt. Deren Funktionsweise soll im folgenden Einschub kurz vorgestellt werden, bevor anschließend dann entsprechende Messungen gezeigt und ausgewertet werden.

### Einschub 2: Streak-Kamera

Streak-Kameras eignen sich, um sehr schnelle Prozesse mit einer Zeitauflösung im ps-Bereich zu messen. Das Prinzip einer Streak-Kamera besteht darin, dass eine Blende auf eine Photokathode abgebildet wird und dort Elektronen auslöst. Diese werden beschleunigt und durchlaufen ein zeitabhängiges, elektrisches Feld. Elektronen, die zu unterschiedlichen Zeiten aus der Photokathode ausgeschlagen werden, durchlaufen dabei unterschiedliche elektrische Felder und werden somit unterschiedlich stark abgelenkt. Die dadurch erzielte räumliche Aufspaltung wird nun dazu benutzt, auf den zeitlichen Versatz der Elektronen und damit auf die zeitliche Dynamik des optischen Pulses zu schließen.



Die zweite Achse entlang der Blende kann entweder zur Unterscheidung räumlich getrennter Signale, oder aber, wie bei den in dieser Arbeit vorgestellten Messungen, in Verbindung mit einem davor geschalteten Spektrometer zur zeitaufgelösten Spektroskopie verwendet werden.

Abbildung 1.8(a) zeigt eine solche Streak-Kamera-Messung von Relaxationsoszillationen. Bei der untersuchten Probe handelt es sich wiederum um Probe 1, bei der gezeigten Messung wurde sie mit einem Strom von  $I = 1,45 I_{\text{th}}$  betrieben. Die spektrale Auflösung des verwendeten Spektrometers ist ausreichend, um die einzelnen FP-Moden aufzulösen, jedoch ist die spektrale Dimension an dieser Stelle unbedeutend. Betrachtet man die zeitliche Dimension, so kann man klar die Relaxationsoszillationen erkennen. Die rote Kurve in Abb. 1.8(b) zeigt den entsprechenden spektral integrierten zeitlichen Verlauf des gemessenen Signals. Der Strom wurde bei  $t = 0$  eingeschaltet, die Anfangsverzögerung  $\tau_{\text{delay}}$  beträgt also in etwa 2 ns.

Nun soll durch das Lösen der Ratengleichungen (1.26) und (1.33) der in Abb. 1.8(b) gezeigte gemessene zeitliche Verlauf angefitet werden. Die dazu benötigten Parameter wurden allesamt in den vorherigen Abschnitten bereits eingeführt. Die entsprechenden Werte sind in Tabelle 1.2 aufgelistet. Einzig die Werte für die spontane Ladungsträger-Lebensdauer  $\tau_s$  und die differentielle Verstärkung  $\frac{dg}{dN_{3d}}$  sind noch unbekannt. Um die in Abb. 1.8(b) gezeigte bestmögliche Übereinstimmung zwischen Messung und Simulation zu erreichen, ergeben sich bei diesem Strom Werte von  $\tau_s = 1,63$  ns und  $\frac{dg}{dN_{3d}} = 2,44 \cdot 10^{-22} \text{ m}^2$ .

Der beschriebene Abgleich zwischen Messung und Simulation wurde in analoger Weise auch für weitere Ströme durchgeführt. Die daraus resultierenden Werte für die

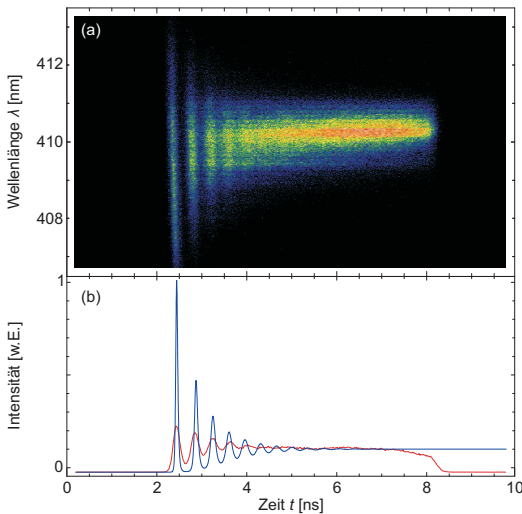


Abbildung 1.8.:

(a) Streak-Kamera-Messung von Relaxationsoszillationen, durchgeführt an Probe 1 bei einem Strom von  $I = 1,45 I_{\text{th}}$ .

(b) Die rote Kurve zeigt den gemessenen zeitlichen Verlauf des spektral integrierten Signals aus (a), die blaue Kurve zeigt die entsprechende Simulation. Die für die Simulation benötigten Parameter sind in Tabelle 1.2 aufgelistet.

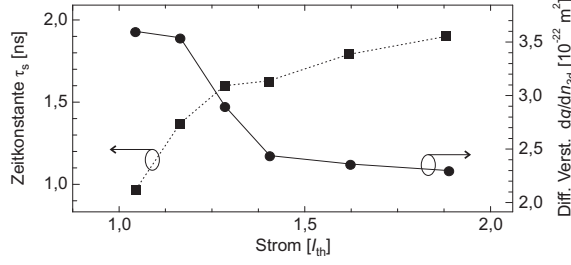


Abbildung 1.9.: Werte für die spontane Ladungsträger-Lebensdauer  $\tau_s$  (Quadrate) und die differentielle Verstärkung  $\frac{dg}{dN_{3d}}$  (Kreise), die analoger Weise zu Abb. 1.8 mithilfe von Streak-Kamera-Messungen an Probe 1 bestimmt wurden.

spontane Ladungsträger-Lebensdauer  $\tau_s$  und die differentielle Verstärkung  $\frac{dg}{dN_{3d}}$  sind in Abb. 1.9 aufgetragen. Da oberhalb der Schwelle die Ladungsträgerdichte eigentlich unabhängig vom Strom ist, erwartet man demzufolge eigentlich auch konstante Werte für  $\tau_s$  und  $\frac{dg}{dN_{3d}}$ . Für die hier gezeigte Schwankung dieser Werte gibt es keine offensichtliche Erklärung. Als geschätzte Mittelwerte werden im Folgenden die Werte  $\tau_s = 1,5 \text{ ns}$  und  $\frac{dg}{dN_{3d}} = 2,5 \cdot 10^{-22} \text{ m}^2$  benutzt.

Vergleicht man den eben ermittelten Wert für die differentielle Verstärkung  $\frac{dg}{dN_{3d}}$  mit dem Wert, der mithilfe der in Abb. 1.4 gezeigten Hakki-Paoli-Verstärkungsmessungen für die differentielle Verstärkung in Abhängigkeit des Stroms  $\frac{dg}{dI} = 0,75 \text{ cm}^{-1} \text{ mA}^{-1}$  ermittelt wurde, so lässt sich daraus eine Änderung der Ladungsträgerdichte  $N_{3d}$  mit dem Strom  $I$  berechnen. Es ergibt sich ein Wert von  $\frac{dN_{3d}}{dI} = 3,0 \cdot 10^{26} \text{ m}^{-3} \text{ A}^{-1}$ . Wie man Tabelle 1.3 entnehmen kann, ist dieser Wert etwas höher als entsprechende Werte, die man in der Literatur finden kann. Die Abweichung relativiert sich allerdings, wenn man bedenkt, dass beispielsweise die in [Witz06b] und [Hade07] angegebenen Werte sich um einen Faktor 5 unterscheiden, obwohl in beiden Artikeln die identischen experimentellen Daten zum Anfiten des jeweiligen Modells verwendet wurden.

Mithilfe der spontanen Ladungsträger-Lebensdauer  $\tau_s$  kann nun aus Gleichung (1.38) die Schwell-Ladungsträgerdichte  $N_{3d}^{\text{th}}$  berechnet werden:

$$N_{3d}^{\text{th}} = \eta_{\text{inj}} \frac{J_{\text{th}}}{d q_e} \tau_s = 5,2 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}. \quad (1.49)$$

Ebenso kann auch die Transparenz-Ladungsträgerdichte  $N_{3d}^{\text{tr}}$  mit Gleichung (1.38) berechnet werden, wobei nun zusätzlich auch noch die differentielle Verstärkung  $\frac{dg}{dN_{3d}}$  benötigt wird:

$$N_{3d}^{\text{tr}} = N_{3d}^{\text{th}} - (\alpha_m + \alpha_{\text{int}}) \left( \frac{dg}{dN_{3d}} \right)^{-1} = 4,1 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}. \quad (1.50)$$

### 1.3.5. Parametersatz

Die eben bestimmten Werte für die spontane Ladungsträger-Lebensdauer  $\tau_s$ , die differentielle Verstärkung  $\frac{dg}{dN_{3d}}$  sowie die Schwell- bzw. Transparenz-Ladungsträgerdichte  $N_{3d}^{\text{th}}$  bzw.  $N_{3d}^{\text{tr}}$  vervollständigen den Parametersatz für Probe 1, der für die Beschreibung mit dem in diesem Kapitel vorgestellten grundlegenden Ratengleichungsmodell benötigt wird. Die entsprechenden Werte sind in Tabelle 1.2 aufgelistet. Neben den geometrischen Größen und den trivialen Parametern wie Wellenlänge, Schwellstrom und Steilheit, sind die meisten Parameter mit recht großer Genauigkeit bekannt.

Die größte Unsicherheit liegt, wie im vorherigen Abschnitt 1.3.4 erläutert, bei den Parametern  $\frac{dg}{dN_{3d}}$ ,  $\tau_s$  und dementsprechend auch bei  $N_{3d}^{\text{th}}$  bzw.  $N_{3d}^{\text{tr}}$ .

Die hier ermittelten Werte für diese Parameter sind allerdings in guter Übereinstimmung mit Werten, die in der Literatur für ähnliche (Al,In)GaN Laserdioden gefunden werden. Ein entsprechender Vergleich ist in Tabelle 1.3 aufgeführt. Die angegebenen

Parameter	Bezeichnung	Wert	Quelle
Wellenlänge	$\lambda$	410 nm	
Schwellstrom	$I_{\text{th}}$	40 mA	
Steilheit	$\eta_{\text{diff}}$	1,25 W A <sup>-1</sup>	
Resonatorlänge	$L$	600 $\mu\text{m}$	
Ridgebreite	$w_{\text{R}}$	1,5 $\mu\text{m}$	
Quantentrogdicke	$d_{\text{QW}}$	$\approx 2$ nm	
Anzahl der Quantentröge	$n_{\text{QW}}$	3	
Spiegelreflektivitäten	$R_1$ und $R_2$	0,17 und 0,98	
Spiegelverluste	$\alpha_{\text{m}}$	14,9 cm <sup>-1</sup>	Gl. (1.8)
Füllfaktor	$\Gamma$	0,019	Kap. 1.4
Interne Verluste	$\alpha_{\text{int}}$	12 cm <sup>-1</sup>	Abb. 1.4
Antiguiding-Faktor	$\mathcal{R}$	4	Kap. 1.2.2
Differentielle Verstärkung	$\frac{dg}{dI}$	0,75 cm <sup>-1</sup> mA <sup>-1</sup>	Abb. 1.4
Differentielle Verstärkung	$\frac{dg}{dN_{3d}}$	$2,5 \cdot 10^{-22}$ m <sup>2</sup>	Kap. 1.3.4
Injektionseffizienz	$\eta_{\text{inj}}$	0,75	Kap. 1.3.3
Effektiver Brechungsindex	$n_{\text{eff}}$	2,49	Kap. 1.4
Gruppenbrechungsindex	$\tilde{n}$	3,59	Gl. (1.24)
Spontaner Emissionsfaktor	$\beta_{\text{sp}}$	$9 \cdot 10^{-7}$	Gl. (1.30)
Sp. Ladungsträger-Lebensdauer	$\tau_s$	1,5 ns	Kap. 1.3.4
Schwell-Ladungsträgerdichte	$N_{3d}^{\text{th}}$	$5,2 \cdot 10^{19}$ cm <sup>-3</sup>	Gl. (1.49)
Transparenz-Ladungsträgerdichte	$N_{3d}^{\text{tr}}$	$4,1 \cdot 10^{19}$ cm <sup>-3</sup>	Gl. (1.49)

Tabelle 1.2.: Übersicht über die für die Simulationen benötigten Parameter von Probe 1.

Parameter sind in den jeweiligen Quellen oft nicht explizit angegeben, sondern können nur aus Graphiken abgelesen bzw. aus anderen Werten berechnet werden. Es handelt sich dabei jeweils um Werte, die möglichst nahe an der Schwelle liegen.

Die in den einzelnen Quellen aufgeführten Parameter wurden dabei jeweils mit unterschiedlichen Methoden bestimmt:

Kuramoto *et al.* verwenden ebenfalls den Abgleich eines Ratengleichungsmodells mit gemessenen Relaxationsoszillationen [Kura01]. Die untersuchten Laserdioden stammen von NEC. Die in [Hade07, Witz06b, Witz08, Schw07a] aufgeführten Parameter wurden ermittelt, indem simulierte Verstärkungsspektren an entsprechende experimentelle Daten angefitet wurden, welche in unserem Labor mit der Hakki-Paoli-Methode bestimmt wurden. In [Witz08] und [Schw07a] wurden dafür die in Abb. 1.6 gezeigten Messungen an *Nichia*-Laserdioden herangezogen, wobei allerdings unterschiedliche theoretische Modelle für die Berechnung verwendet wurden. In [Hade07] und [Witz06b] wurden entsprechende Messungen an *OSRAM-OS* Laserdioden verwendet. Die in [Schi08b] aufgeführten Parameter wurden mithilfe einer Messreihe bestimmt, bei der die Facettenverspiegelung variiert wurde.

Quelle	$\frac{dg}{dN_{3d}} [10^{-22} \text{ m}^2]$	$\tau_s [\text{ns}]$	$N_{3d}^{\text{th}} [10^{19} \text{ cm}^{-3}]$	$\frac{dN_{3d}}{dI} [10^{26} \text{ m}^{-3} \text{ A}^{-1}]$
Probe 1	2,5	1,5	5,2	3,0
[Hade07]	4,5	0,7	4,2	0,34
[Witz06b]	5	0,5	3	1,69
[Witz08]	4	1	1,5	1,04
[Schw07a]	18-25	0,5	0,5-1	0,45-0,85
[Schi08b]		1,5	2,1	
[Kura01]	3-7	0,5-1,5	3-5	

Tabelle 1.3.: Vergleich der anhand von Messungen an Probe 1 ermittelten Werte für die differentielle Verstärkung  $\frac{dg}{dN_{3d}}$ , die spontane Ladungsträgerlebensdauer  $\tau_s$ , die Schwell-Ladungsträgerdichte  $N_{3d}^{\text{th}}$  und die Änderung der Ladungsträgerdichte mit dem Strom  $\frac{dN_{3d}}{dI}$  mit Werten aus der Literatur.

## 1.4. Laser-Moden

Während die Vorgänge in der Laserdiode im vorherigen Abschnitt im Teilchenbild beschrieben wurden, soll nun das Licht als elektromagnetische Welle betrachtet werden, um dessen Propagation im Wellenleiter zu beschreiben. Im Allgemeinen bezeichnet der Begriff Mode ein Lichtbündel, dessen Intensitätsprofil während seiner Propagation in einem homogenen Medium forminvariant bleibt. Die Intensität an sich sowie die Skalierung des Intensitätsprofil darf sich dabei durchaus ändern, ebenso wie die komplexe

Amplitude und somit die Phasenverteilung des entsprechenden elektromagnetischen Feldes.

Im Fall von Moden in Ridge-Wellenleiter-Halbleiterlasern ist diese Bedingung des homogenen Mediums allerdings nicht erfüllt, sondern die Mode wird eben in einem Wellenleiter geführt. Man spricht also von Wellenleiter-Moden. In diesem Fall muss das Profil des komplexen Feldes während der gesamten Propagation konstant bleiben, einzig die globale Phase ändert sich. Außerdem kann während der Propagation im Wellenleiter zusätzlich die Intensität der Mode abgeschwächt oder verstärkt werden.

In Wellenleitern mit kartesischer Symmetrie, wie sie in Ridge-Wellenleiter-Halbleiterlasern vorliegt, bilden sich in der  $x$ - $y$ -Ebene, also senkrecht zur Ausbreitungsrichtung  $z$ , Moden aus, die den sogenannten Hermite-Gauß-Moden ähnlich sind. Dies wird im ersten Unterabschnitt gezeigt.

Gleichzeitig befindet sich die Lasermode noch in einem Resonator. Dies liefert die zusätzliche Bedingung, dass die globale Phase der Wellenleiter-Mode nach einem vollen Resonatorumlauf wieder denselben Wert besitzt, da sich nur so eine stehende Welle im Resonator bilden kann. Diese Phasenbedingung führt zur Entstehung von sogenannten longitudinalen Moden, woraus sich Bedingungen für die spektrale Zusammensetzung der Lasermode ergeben. Dies wird im zweiten Unterabschnitt diskutiert.

### 1.4.1. Laterale und transversale Moden

Zuerst soll die in diesem Abschnitt verwendete numerische Methode zur Berechnung von Wellenleiter-Moden kurz erläutert werden. Eine ausführliche Beschreibung dieser Methode findet man in der Arbeit meines Vorgängers M. Pindl [Pind05] sowie in [Schw07c, Schw05a]. Anschließend wird dann diese Methode auf die bereits vorgestellte Laserdioden-Struktur angewandt. Außerdem werden die Vorteile und Nachteile dieser Methode diskutiert.

#### Simulationsmodell zweidimensionaler Wellenleiterstrukturen

Aufgrund von Auswahlregeln, die bei strahlenden Übergängen in den Quantentrögen von (Al,In)GaN Laserdioden gelten, ist die entstehende elektromagnetische Welle linear polarisiert. Das Feld lässt sich somit als TE-Mode<sup>10</sup> bzw. TM-Mode<sup>11</sup> beschreiben. Messungen und Simulationen zeigen, dass die Verstärkung der TM-Mode in  $c$ -plane (Al,In)GaN Laserdioden viel geringer als die der TE-Mode ist [Meye07, Fan96, Yeo98]. Oberhalb der Schwelle existiert nur die TE-Mode, das elektrische Feld  $\mathcal{E}$  hat somit nur eine Komponente ungleich Null, welche in laterale  $x$ -Richtung zeigt, und kann somit

---

<sup>10</sup>TE: *transverse electric*

<sup>11</sup>TM: *transverse magnetic*

als skalar betrachtet werden.

Die grundlegende mathematische Beschreibung für die Entstehung von Wellenleiter-Moden liefert die Wellengleichung, welche sich aus den Maxwell-Gleichungen herleiten lässt. Die Randbedingungen für die Lösung der Wellengleichung werden durch den Wellenleiter, also den geometrischen Aufbau der Laserdiode gegeben. Die skalare Wellengleichung, auch Helmholtz-Gleichung genannt, beschreibt die Ausbreitung eines skalaren, zeitunabhängigen Feldes  $\mathcal{E}(x, y, z)$  in einem Wellenleiter, welcher durch ein komplexes 2D-Brechungsindexprofil  $n(x, y)$  definiert ist:

$$\nabla^2 \mathcal{E}(x, y, z) + k^2 n^2(x, y) \mathcal{E}(x, y, z) = 0. \quad (1.51)$$

$k = 2\pi/\lambda$  ist hierbei die Vakuum-Wellenzahl der Welle.

Da in einem Wellenleiter, wie bereits erläutert, die Feldverteilung in der  $x$ - $y$ -Ebene während der Propagation konstant bleibt und sich nur die globale Amplitude oder Phase ändert, kann zur Lösung der Wellengleichung die  $z$ -Richtung separiert werden:

$$\mathcal{E}(x, y, z) = \Psi(x, y) e^{-i\beta z} \quad (1.52)$$

Man betrachtet also eine Feldverteilung  $\Psi(x, y)$ , welche mit der Propagationskonstante  $\beta$  in  $z$ -Richtung propagiert. Setzt man diesen Ansatz in Gleichung (1.51) ein, so ergibt sich die Eigenwert-Gleichung

$$\hat{A} \Psi(x, y) = \beta^2 \Psi(x, y), \quad (1.53)$$

wobei der Operator  $\hat{A}$  als

$$\hat{A} = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + k^2 n^2(x, y) \quad (1.54)$$

definiert ist.

Um dieses Eigenwert-Problem zu lösen, wird das Feld  $\Psi(x, y)$  in eine orthogonale Basis bestehend aus ebenen Wellen entwickelt. Dann wird die Matrix  $\hat{A}$ , welche die Informationen über das Brechungsindexprofil  $n(x, y)$  enthält, bezüglich dieser Basis diagonalisiert. Die resultierenden Eigenfunktionen liefern dann die Wellenfunktionen  $\Psi(x, y)$  und somit die gesuchte Intensitätsverteilung  $\mathcal{I}(x, y)$  der Wellenleiter-Moden:

$$\mathcal{I}(x, y) = |\Psi(x, y)|^2. \quad (1.55)$$

Die dazugehörigen Eigenwerte  $\beta$  sind die entsprechenden Propagationskonstanten der jeweiligen Wellenleiter-Moden. Die allgemeine Definition  $\beta = kn$  gilt auch hier, wobei allerdings  $n$  nun durch den sogenannten effektiven Brechungsindex  $n_{\text{eff}}$  ersetzt wird, da sich die Mode zumindest teilweise in Schichten mit unterschiedlichem Brechungsindex



$n(x, y)$  befindet. Somit kann aus der Propagationskonstante  $\beta$  der effektive Brechungsindex  $n_{\text{eff}}$  bestimmt werden:

$$n_{\text{eff}} = \frac{\beta}{k} \quad (1.56)$$

Da das vorgegebene Brechungsindexprofil  $n(x, y)$  komplex ist und somit auch die Verstärkung bzw. Absorption der einzelnen Schichten berücksichtigt wird, können die berechneten Moden folglich auch eine unterschiedliche Verstärkung  $g$  besitzen. Diese kann nach Gleichung (1.2) aus dem Imaginärteil von  $\beta$  bestimmt werden, wobei die dort allgemein verwendete Absorptionskonstante  $\alpha$  nun der Verstärkung  $g$  entspricht:

$$g = 2 \Im(\beta) \quad (1.57)$$

Auf diese Weise kann man zum Beispiel abschätzen, welche laterale Mode bei einer gegebenen Struktur die höchste Verstärkung erfährt und somit im Laserbetrieb dominiert.

Außerdem kann aus dem Simulationsergebnis auch der Füllfaktor  $\Gamma$  der Lasermode bestimmt werden, indem man den Anteil der Mode berechnet, welcher mit den Quantentrögen QW überlappt:

$$\Gamma = \frac{\int_{\text{QW}} \mathcal{I}(x, y) dx dy}{\int \mathcal{I}(x, y) dx dy}. \quad (1.58)$$

## Simulationsergebnisse und Diskussion

Im Folgenden soll nun also diese Methode auf eine Laserdiode mit der in Tabelle 1.1 angegebenen vertikalen Schichtabfolge angewandt werden. Die Verstärkung bzw. Absorption der einzelnen Schichten ist ebenfalls in Tabelle 1.1 aufgeführt.

In lateraler Richtung wird der Wellenleiter durch einen Ridge der Breite  $w_R = 2,5 \mu\text{m}$  gebildet, ansonsten wird die Struktur in lateraler Richtung als konstant angenommen. Die exakte Ätztiefe, also die Erhebung der Ridge-Wellenleiter-Struktur, ist leider nicht bekannt. Es wurde ein Wert von  $0,7 \mu\text{m}$  angenommen, denn dies entspricht einer Ätzung bis ziemlich genau zur Mitte der  $p$ -Wellenleiter-Schicht.

Die linke Spalte in Abb. 1.10 zeigt das Ergebnis dieser Simulation. Für die gegebene Struktur existieren in diesem Fall drei gebundenen Moden, und zwar die fundamentale Mode (a) sowie die Moden erster lateraler (b) und zweiter lateraler (c) Ordnung. In transversaler Richtung existiert jeweils die Grundmode.

Die mit dem Wellenleiter-Modell berechneten Moden weisen offensichtlich eine große Ähnlichkeit mit Gauß-Hermite-Moden in einem homogenen Medium, auch bekannt als  $\text{TEM}_{\mu, \nu}$ -Moden<sup>12</sup>, auf. Die entsprechenden Moden -  $\text{TEM}_{0,0}$  in (a),  $\text{TEM}_{1,0}$  in (b),

<sup>12</sup>TEM: *transverse electro-magnetic*

Die Indizes  $\mu$  und  $\nu$  geben jeweils die Ordnung der Mode in  $x$ - bzw.  $y$ -Richtung an.

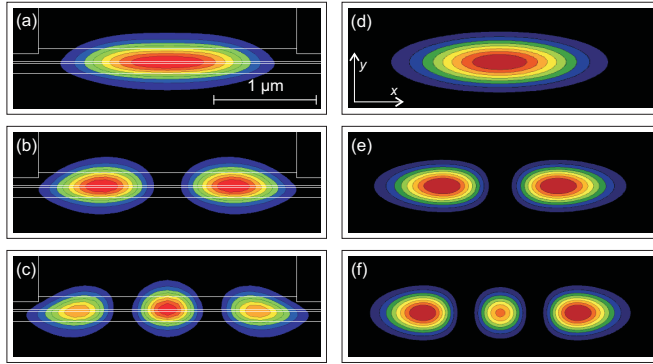


Abbildung 1.10.: (a-c) Mithilfe des in diesem Kapitel vorgestellten Simulationsmodells berechnete Wellenleiter-Moden für eine Laserdioden-Struktur mit einer Ridgebreite von  $w_R = 2,5 \mu\text{m}$ . Die horizontalen Linien markieren die Lage der Wellenleiter-Schichten bzw. der aktiven Zone.

(d-f) Mit Gleichung (1.63) berechnete Gauß-Hermite-Moden in einem homogenen Medium. Die dazu verwendeten Parameter wurden derart angepasst, dass eine qualitativ gute Übereinstimmung mit den entsprechenden Wellenleiter-Moden erreicht wird.

TEM<sub>2,0</sub> in (c) - sind in der rechten Spalte von Abb. 1.10 gezeigt. Die mathematische Beschreibung von Gauß-Hermite-Moden erfolgt im folgenden Abschnitt 1.5. Dort wird deren hier beschriebene Ähnlichkeit zu den berechneten Wellenleiter-Moden benutzt, um die Propagation der Lasermode im freien Raum zu beschreiben.

Nach Gleichung (1.57) weist die in Abb. 1.10(c) gezeigte Mode zweiter Ordnung die höchste Verstärkung der mit dem Wellenleiter-Modell berechneten Moden auf, gefolgt von der Mode erster Ordnung (b). Nach diesem Simulationsmodell würde man also erwarten, dass bei einer Ridgebreite von  $w_R = 2,5 \mu\text{m}$  die Mode zweiter Ordnung dominiert. Dies ist allerdings in der Realität nicht der Fall, für Laserdioden mit Ridgebreiten bis zu  $w_R = 2,5 \mu\text{m}$  wird in aller Regel nur die fundamentale Mode beobachtet. Auch für größere Ridgebreiten stimmen die mit diesem Modell simulierten Moden nicht mit experimentellen Beobachtungen überein.

Der Grund hierfür liegt darin, dass in diesem Modell nichtlineare Effekte, im speziellen die Wechselwirkung zwischen Lasermode, Ladungsträgerverteilung und den dadurch bedingten Modifikationen des Brechungsindexprofils, nicht berücksichtigt werden. Durch die angesprochenen Wechselwirkungen kommt es nämlich in (Al,In)GaN Laserdioden zur Ausbildung von sogenannten Filamenten. Darunter

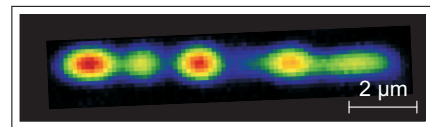


Abbildung 1.11.: Nahfeld-Messung der Lasermode einer (Al,In)GaN Laserdiode mit einer Ridgebreite von  $w_R = 10 \mu\text{m}$ . Man erkennt deutlich die durch Filamentierung verursachte inhomogene Verteilung der Lasermode im Wellenleiter.

versteht man sich selbst-fokussierende Moden, welche gut als fundamentale Gauß-Moden ( $\text{TEM}_{0,0}$ -Moden) mit Halbwertsbreiten von etwa  $1 - 1,5 \mu\text{m}$  in lateraler Richtung beschrieben werden können. Bei (Al,In)GaN Laserdioden mit größeren Ridgebreiten kommt es dadurch zu einer komplexen, inhomogenen Verteilung der optischen Lasermode im Wellenleiter, wie man zum Beispiel anhand der in Abb. 1.11 gezeigten Messung erkennen kann. Diese Thematik wird ausführlich in Kapitel 4 behandelt. Dort wird das hier vorgestellte Simulationsmodell zwar auf die laterale Richtung eingeschränkt, dafür werden aber die angesprochenen nichtlinearen Wechselwirkungen berücksichtigt, mit deren Hilfe sich dann die beobachteten Filamentierungs-Effekte beschreiben lassen. Außerdem haben in der Realität auch thermische Effekte, welche in den bisherigen Betrachtungen vernachlässigt wurden, einen Einfluss auf das Brechungsindexprofil des Wellenleiters und somit auf die Formation der Lasermode. Dies wird in Kapitel 5 anhand von zeitaufgelösten Messungen auf der entsprechenden Zeitskala, auf der sich diese thermischen Effekt abspielen, gezeigt.

In transversaler Richtung stimmt das in diesem Abschnitt simulierte Verhalten der Lasermode sehr gut mit dem experimentell beobachteten überein. Die in der linken Spalte von Abb. 1.10 gezeigten simulierten Lasermoden weisen in transversaler Richtung ein Gauß'sches Profil mit einer Halbwertsbreite von knapp  $0,4 \mu\text{m}$  auf. Dies ist im Rahmen der Messgenauigkeit bzw. der erreichbaren experimentellen Auflösung in guter Übereinstimmung mit entsprechenden experimentellen Beobachtungen. Die Realisierung einer guten Wellenführung in transversaler Richtung ist allerdings aus herstellungstechnischen Gründen nicht trivial. Bei dem hier verwendeten Parametersatz handelt es sich um eine bereits optimierte Struktur, bei einer unzureichenden Dicke der wellenführenden Schichten kommt es dagegen zur Ausbildung von sogenannten Substratmoden, was sowohl Auswirkungen auf die Effizienz als auch auf die Strahlqualität der entsprechenden Laserdiode hat. Dies wird anhand entsprechender Messungen und Simulationen später in Kapitel 3 gezeigt.

### 1.4.2. Longitudinale Moden

Verursacht durch den FP-Resonator bildet die Lasermode eine stehende Welle. Aus der daraus folgenden Resonanzbedingung

$$L \cdot n_{\text{eff}} = p \cdot \frac{\lambda_p}{2} \quad (1.59)$$

mit  $p \in \mathbb{N}$  folgt somit, dass für eine Mode mit effektivem Brechungsindex  $n_{\text{eff}}$  in einem Resonator der Länge  $L$  nur diskrete Wellenlängen  $\lambda_p$  erlaubt sind. Für den Abstand  $\Delta\lambda = |\lambda_p - \lambda_{p+1}|$  zweier benachbarter longitudinaler Moden gilt somit folgender Zu-

sammenhang [Schw03a]:

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{2L \left( n_{\text{eff}}(\lambda) - \lambda \frac{dn_{\text{eff}}(\lambda)}{d\lambda} \right)} \quad (1.60)$$

Die Dispersion  $\frac{dn_{\text{eff}}(\lambda)}{d\lambda}$  darf dabei nicht vernachlässigt werden. Allerdings kann hier anstelle des effektiven Brechungsindex  $n_{\text{eff}}$ , dessen Dispersion in der Regel nicht bekannt ist, auch einfach der Brechungsindex von GaN verwendet werden, dessen Wellenlängenabhängigkeit  $\frac{dn(\lambda)}{d\lambda}$  einfach mithilfe der Brechungsindex-Formel nach Laws, siehe Gleichung (A.3), berechnet werden kann.

Bei einer typischen Resonatorlänge von  $L = 600 \text{ } \mu\text{m}$  ergibt sich bei einer Wellenlänge von  $400 \text{ nm}$  ein Wert von etwa  $\Delta\lambda = 35 \text{ pm}$ . Mit steigender Wellenlänge nimmt  $\Delta\lambda$  nahezu linear zu, bei  $470 \text{ nm}$  beträgt der Modenabstand bereits etwa  $65 \text{ pm}$ . Ein wichtiger Punkt ist nun, dass unterschiedliche laterale Moden in der Regel einen unterschiedlichen effektiven Brechungsindex  $n_{\text{eff}}$  besitzen. So ergeben sich zum Beispiel für die in der linken Spalte von Abb. 1.10 gezeigten Moden nach Gleichung (1.56) Werte für  $n_{\text{eff}}$  von 2,494(a), 2,490(b) und 2,484(c). Wie man anhand von Gleichung (1.60) nun erkennen kann, führt die Resonatorbedingung dazu, dass diese Moden auch jeweils unterschiedliche FP-Moden ausbilden und somit anhand ihrer spektralen Zusammensetzung unterschieden werden können. Diese Tatsache wird im weiteren Verlauf dieser Arbeit ausgenutzt, um verschiedene laterale Moden anhand ihrer Spektren zu unterscheiden.

Wieviele und welche FP-Moden im Spektrum einer Laserdiode tatsächlich existieren, wird von der Verstärkung  $g(\lambda)$  definiert. Prinzipiell gilt natürlich die Bedingung, dass genau die Moden  $p$  lasen, deren Verstärkung den Wert der Schwell-Verstärkung erreicht, also die Bedingung  $g(\lambda_p) \geq g_{\text{th}}$  erfüllen. Dabei müssen allerdings wiederum zusätzliche Effekte berücksichtigt werden. Zum einen kann in (Al,In)GaN Laserdioden die Verstärkung  $g(\lambda)$  unterhalb der Schwelle zwar gut durch eine parabolische Form, wie es üblich ist, genähert werden, allerdings treten je nach verwendetem Substrat zum Teil erhebliche Fluktuationen in der Verstärkung benachbarter FP-Moden auf. Außerdem müssen sogenannte Sättigungseffekte berücksichtigt werden. Diese bewirken zum Beispiel, dass eine intensive FP-Mode  $\lambda_p$  die Verstärkung der benachbarten FP-Moden  $\lambda_{p-1}$  bzw.  $\lambda_{p+1}$  erniedrigt bzw. erhöht. Diese angesprochenen Effekte, welche die Zusammensetzung der Spektren von (Al,In)GaN Laserdioden betreffen, werden ausführlich in Kapitel 2 diskutiert. Dazu wird das im vorherigen Abschnitt 1.3 vorgestellte Ratengleichungsmodell dementsprechend erweitert.

## 1.5. Fernfeld

Unter dem Fernfeld einer Laserdiode versteht man die Intensitätsverteilung der Lasermode in unendlichem Abstand zur Laserfacette. Das Fernfeld einer Laserdiode ist vor allem für deren Anwendungen von erheblichem Interesse, da die Strahlqualität in vielen Einsatzbereichen von großer Bedeutung ist.

Zur mathematischen Berechnung des Fernfelds einer Laserdiode gibt es verschiedene Möglichkeiten: So entspricht die Feldverteilung im Fernfeld zum Beispiel der Fourier-Transformierten der Feldverteilung im Nahfeld, also beim Austritt aus der Laserfacette. Eine andere Möglichkeit bietet das Fresnel-Kirchhoff-Beugungsintegral, bei dem man das Nahfeld durch eine Überlagerung von Kugelwellen beschreibt und deren Interferenz während ihrer Ausbreitung betrachtet. Wie im vorherigen Abschnitt allerdings anhand von Abb. 1.10 gezeigt wurde, weisen die Wellenleiter-Moden von (Al,In)GaN Laserdioden eine große Ähnlichkeit mit Hermite-Gauß-Moden auf. Auch wenn die mit dem Simulationsmodell vorhergesagte Existenz von Moden höherer Ordnung nicht mit den experimentellen Beobachtungen übereinstimmt, so lassen sich auch die anstelle dessen auftretenden Filamente sehr gut durch fundamentale Gauß-Moden beschreiben. Daher bietet es sich also an, die Propagation der Lasermode vom Nahfeld ins Fernfeld mithilfe von Hermite-Gauß-Moden zu formulieren.

Im Folgenden wird daher zuerst die Propagation von Hermite-Gauß-Moden allgemein beschrieben. Darauf basierend wird dann im Anschluss das Fernfeld einer (Al,In)GaN Laserdiode mit der bereits vorgestellten Standardstruktur berechnet.

### 1.5.1. Propagation von Hermite-Gauß-Moden

Bei der Propagation von Moden im freien Raum ist die Feldverteilung  $\mathcal{E}(x, y, z)$  der Mode - im Gegensatz zur zuvor behandelten Propagation in einem Wellenleiter - nicht mehr unabhängig von der Ausbreitungsrichtung  $z$ . Man macht dazu den Ansatz dass man  $\mathcal{E}(x, y, z)$  als fast ebene Welle  $\Psi(x, y, z)$  beschreibt<sup>13</sup>:

$$\mathcal{E}(x, y, z) = \Psi(x, y, z)e^{-ikz}. \quad (1.61)$$

Dies setzt man in die skalare Wellengleichung (1.51) ein, wobei nun der Brechungsindex  $n=1$  gesetzt wird, da die Propagation im freien Raum beschrieben werden soll.

Um Lösungen in rechtwinkligen Koordinaten zu finden, kann  $\psi(x, y, z)$  zusätzlich in ein Produkt zweier Funktionen separiert werden:

$$\Psi(x, y, z) = \psi_x(x, z) \times \psi_y(y, z). \quad (1.62)$$

<sup>13</sup>„Fast eben“ bedeutet, dass  $\Psi$  weiterhin von  $z$  abhängt.

$\psi_x(x, z)$  und  $\psi_y(y, z)$  sind formal identisch, daher reicht es, im Folgenden eine der beiden Komponenten, nämlich  $\psi_x(x, z)$  zu betrachten.

Wie zum Beispiel in [Davi00] hergeleitet wird, liefert dieser Ansatz als Lösung die sogenannten Hermite-Gauß-Moden  $\psi_{x,\mu}(x, z)$ , wobei  $\mu \in \mathbb{N}_0$  die Ordnung der Mode angibt:

$$\psi_{x,\mu}(x, z) = \left(\frac{2}{\pi}\right)^{1/4} \left(\frac{\exp[-i(2\mu+1)\zeta(z)]}{2^\mu \mu! w(z)}\right)^{1/2} H_\mu\left(\frac{\sqrt{2}x}{w(z)}\right) \times \exp\left[-ikz - i\frac{kx^2}{2R(z)} - \frac{x^2}{w^2(z)}\right] \quad (1.63)$$

$H_\mu$  sind hierbei die Hermite-Polynome vom Grad  $\mu$ , welche über folgende Gleichung definiert sind:

$$H_\mu = (-1)^\mu e^{x^2} \frac{d^\mu}{dx^\mu} e^{-x^2}. \quad (1.64)$$

Die  $z$ -Abhängigkeit der Gauß-Hermite-Moden in Gleichung (1.63) wird mithilfe der sogenannten Strahlparameter  $w(z)$ ,  $R(z)$  und  $\zeta(z)$  formuliert:

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_r}\right)^2} \quad (1.65)$$

ist der Strahlradius, wobei  $w_0$  den minimalen Strahlradius bei  $z=0$  bezeichnet.

$$R(z) = z + \frac{z_r^2}{z} \quad (1.66)$$

ist der Krümmungsradius der Wellenfront der propagierenden Mode.

Und die sogenannte Gouy-Phase

$$\zeta(z) = \arctan\left(\frac{z}{z_r}\right) \quad (1.67)$$

beschreibt eine zusätzliche Phasenverschiebung der Mode. Die Strahlparameter sind hierbei allesamt in Abhängigkeit von der sogenannten Rayleigh-Länge

$$z_r = \frac{\pi w_0^2}{\lambda} \quad (1.68)$$

angegeben. Diese hängt allein von der Wellenlänge  $\lambda$  und dem minimalen Strahlradius  $w_0$  der Mode ab und definiert auf diese Weise die Skalierung der Mode während der Propagation. Die Form der Mode, genauer gesagt die Form des Intensitätsprofils, bleibt dabei unverändert. Die Rayleigh-Länge  $z_r$  ist außerdem ein Maß für den Übergang zwischen Nahfeld und Fernfeld einer Mode.

Die Bedeutung der Strahlparameter  $w(z)$ ,  $R(z)$  und  $\zeta(z)$  soll nun im Folgenden am Beispiel einer fundamentalen Gauß-Mode, also einer Hermite-Gauß-Mode der Ordnung

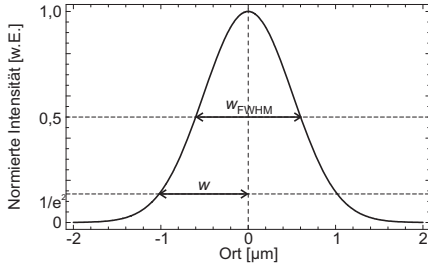


Abbildung 1.12.:

Intensitätsprofil einer Gauß-Kurve mit einer Halbwertsbreite von  $w_{\text{FWHM}} = 1,2 \mu\text{m}$ .  $w = 1,02 \mu\text{m}$  ist der entsprechende  $1/e^2$ -Radius.

$\mu = 0$  veranschaulicht werden, die gegebenen Abhängigkeiten gelten aber in analoger Weise für Moden höherer Ordnung.

Zuerst gilt es zu beachten, dass  $w$  immer den Radius bezeichnet, an dem die Intensität der Gauß-Mode auf den Bruchteil  $1/e^2$  ihres jeweiligen Maximalwertes bei  $x=0$  abfällt. Der Zusammenhang mit der Halbwertsbreite<sup>14</sup>  $w_{\text{FWHM}}$  der entsprechenden Mode ist in Abb. 1.12 veranschaulicht und kann folgendermaßen berechnet werden:

$$w_{\text{FWHM}} = w \sqrt{2 \ln(2)}. \quad (1.69)$$

Abbildung 1.13 zeigt die  $z$ -Abhängigkeit der Strahlparameter für eine Mode mit Wellenlänge  $\lambda = 410 \text{ nm}$  und minimalem Strahlradius  $w_0 = 0,4 \mu\text{m}$ . In Abb. 1.13(a) kann man erkennen, dass der Strahlradius  $w(z)$  im Fernfeld, also für  $z \gg z_r$ , linear mit  $z$  anwächst, was sich auch mit folgender Formel ausdrücken lässt:

$$w(z) = \frac{w_0}{z_r} z = \frac{\lambda}{\pi w_0} z \quad (1.70)$$

Der entsprechende Winkel  $\Theta$  lässt sich daher folgendermaßen berechnen:

$$\Theta = \arctan\left(\frac{\lambda}{\pi w_0}\right). \quad (1.71)$$

Der Winkel  $\Theta$  ist somit in erster Näherung indirekt proportional zum minimalen Strahlradius  $w_0$ , das heißt die Divergenz einer Gauß-Mode ist umso größer, je kleiner ihr minimaler Radius bzw. Durchmesser ist. Man beachte, dass  $\Theta$  sich, ebenso wie  $w_0$ , auf den  $1/e^2$ -Wert des Intensitätsprofils bezieht. Der entsprechende Halbwertsbreiten-Winkel  $\Theta_{\text{FWHM}}$  lässt sich einfach analog zu Gleichung (1.69) berechnen.

Der entsprechende Krümmungsradius  $R(z)$  der Wellenfront, abgebildet in Abb. 1.13(b) geht bei  $z=0$  gegen unendlich, das heißt die Gauß-Mode besitzt hier eine ebene Phasenfront. Für  $z=z_r$  erreicht  $R(z)$  einen Minimalwert und wächst schließlich für  $z \gg z_r$  ebenfalls linear mit  $z$  an, analog zu einer Kugelwelle.

Die Gouy-Phase  $\zeta(z)$  schließlich, zu sehen in Abb. 1.13(c), beschreibt eine  $z$ -abhängige

<sup>14</sup>FWHM: *full width at half maximum*

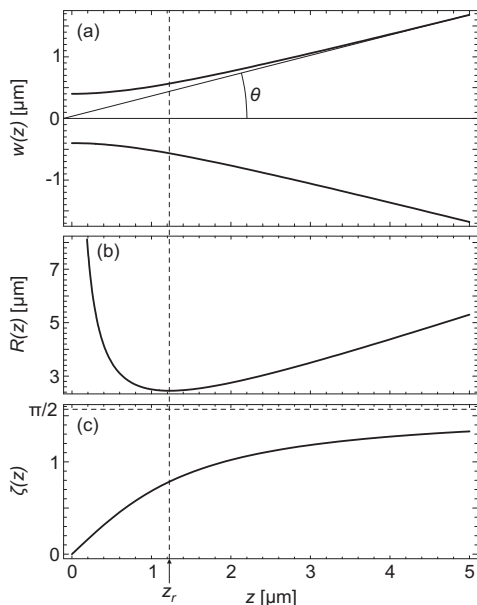


Abbildung 1.13.:

Strahlparameter einer Gauß-Mode mit  $w_0 = 0,4 \mu\text{m}$ .

(a) Der Strahlradius  $w(z)$  wächst für  $z \gg z_r$  linear mit  $z$  an.

(b) Der Krümmungsradius  $R(z)$  der Wellenfront ist bei  $z = 0$  unendlich, besitzt sein Minimum bei  $z = z_r$  und wächst für  $z \gg z_r$  ebenfalls linear mit  $z$  an.

(c) Die Gouy-Phase  $\zeta(z)$  nähert sich für  $z \gg z_r$  asymptotisch dem Wert  $\pi/2$  an.

Phasenverschiebung, welche eine Gauß-Mode verglichen mit einer ebenen Welle gleicher Wellenlänge aufweist. Diese nimmt für die betrachtete fundamentale Mode für  $z \gg z_r$  asymptotisch den Wert  $\pi/2$  an.

### 1.5.2. Fernfeld einer (Al,In)GaN Laserdiode

Die im vorherigen Unterabschnitt beschriebenen Eigenschaften von Hermite-Gauß-Moden sollen nun im Folgenden auf die Propagation der Lasermode von (Al,In)GaN Laserdioden vom Nahfeld ins Fernfeld angewandt werden.

Gleichung (1.63) beschreibt die Propagation von Hermite-Gauß-Moden nur in einer Dimension, nämlich der lateralen. Das Verhalten in transversaler Richtung lässt sich aber analog beschreiben, und so lässt sich das Feld  $\Psi_{\mu,\nu}$  bzw. die Intensität  $\mathcal{I}_{\mu,\nu}$  einer 2D-Hermite-Gauß-Mode an jedem beliebigen Punkt  $(x, y, z)$  während der Propagation einfach berechnen:

$$\mathcal{I}_{\mu,\nu}(x, y, z) = |\Psi_{\mu,\nu}(x, y, z)|^2 = |\psi_{x,\mu}(x, z) \times \psi_{y,\nu}(y, z)|^2. \quad (1.72)$$

Aufgrund der starken Asymmetrie des Wellenleiters von (Al,In)GaN Laserdioden ist die Ausdehnung der Lasermode im Wellenleiter in  $x$ -Richtung wesentlich größer als in  $y$ -Richtung, das heißt für den minimalen Strahlradius gilt  $w_{0,x} > w_{0,y}$ . Es handelt sich also um eine astigmatische Mode.

In transversaler  $y$ -Richtung existiert in aller Regel, abgesehen von der Existenz von



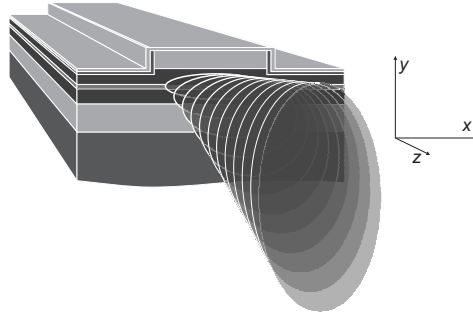


Abbildung 1.14.: Skizze zur Propagation der fundamentalen Mode einer (Al,In)GaN Laserdiode im freien Raum. Aufgrund der Asymmetrie des Wellenleiters ist die Divergenz der Lasermode in  $y$ -Richtung größer als in  $x$ -Richtung.

Substratmoden (siehe Kapitel 3), die fundamentale Mode ( $\nu=0$ ). Diese besitzt bei den im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Standard-Proben eine Halbwertsbreite von etwa  $w_{0,\text{FWHM}} = 0,5 \text{ }\mu\text{m}$ .

Das Moden-Verhalten in lateraler  $x$ -Richtung ist dagegen weitaus komplexer. Zuerst soll jedoch der einfache Fall behandelt werden, dass die fundamentale Mode existiert. Dies ist bei Ridgebreiten zwischen  $1,5 \text{ }\mu\text{m}$  und  $2,5 \text{ }\mu\text{m}$  der Fall. Weitestgehend unabhängig von der Ridgebreite hat die Mode dann eine Halbwertsbreite von etwa  $1 - 1,5 \text{ }\mu\text{m}$  in lateral Richtung. Dieser Wert entspricht also in etwa dem 2- bis 3-fachen der Ausdehnung in transversaler Richtung.

Nach Gleichung (1.71) folgt daraus, dass die propagierende Lasermode von (Al,In)GaN Laserdioden in transversaler Richtung eine wesentlich höhere Divergenz als in lateraler Richtung aufweist. Abbildung 1.14 soll dieses Verhalten qualitativ veranschaulichen. Nimmt man realistische Werte für die fundamentale Lasermode einer (Al,In)GaN Standard-Laserdiode an, so ergeben sich die in Tabelle 1.4 aufgelisteten Werte zur Beschreibung der entsprechenden astigmatischen fundamentalen Gauß-Mode. Abbildung

Parameter	Bezeichnung	$x$ -Richtung	$y$ -Richtung
Halbwertsbreite	$w_{0,\text{FWHM}}$	$1,3 \text{ }\mu\text{m}$	$0,5 \text{ }\mu\text{m}$
Minimaler Strahlradius	$w_0$	$1,1 \text{ }\mu\text{m}$	$0,42 \text{ }\mu\text{m}$
Rayleigh-Länge	$z_r$	$9,3 \text{ }\mu\text{m}$	$1,4 \text{ }\mu\text{m}$
Halbwertsbreiten-Winkel	$\Theta_{\text{FWHM}}$	$6,7^\circ$	$20,1^\circ$
Divergenzwinkel	$\Theta$	$7,9^\circ$	$17,1^\circ$

Tabelle 1.4.: Typische Abmessungen einer fundamentalen Gauß-Mode von (Al,In)GaN Laserdioden im Nahfeld bzw. im Fernfeld.

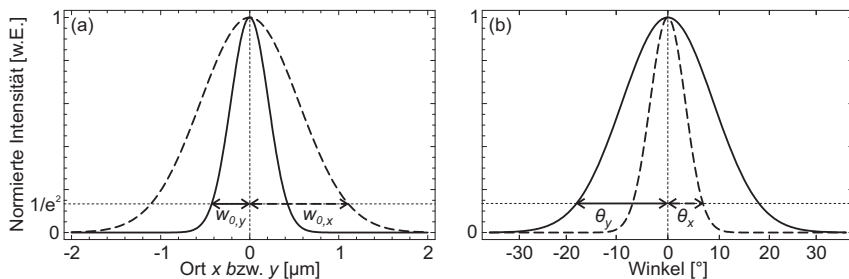


Abbildung 1.15.: Simulierte Intensitätsprofile im Nahfeld (a) bzw. Fernfeld (b) einer astigmatischen fundamentalen Gauß-Mode mit den in Tabelle 1.4 angegebenen Parametern. Die gestrichelten Linien entsprechen jeweils der lateralen Richtung  $x$ , die durchgezogenen Linien der transversalen Richtung  $y$ .

1.15 zeigt die entsprechende Intensitätsverteilung im Nahfeld (a) bzw. Fernfeld (b). Wie man deutlich erkennen kann, führt der kleinere minimale Strahlradius  $w_{0,y}$  in transversaler Richtung zu einem größeren Divergenzwinkel im Fernfeld.

Bei breiteren Wellenleitern ist das Verhalten der Lasermode dagegen weitaus komplexer. Es kommt, wie bereits angesprochen, aufgrund nichtlinearer Effekte zur Ausbildung von Filamenten, welche wiederum in guter Näherung jeweils als fundamentale, astigmatische Gauß-Moden beschrieben werden können. Wenn allerdings mehrere Filamente existieren, ist die Kohärenz der einzelnen Filamente zueinander ein weiterer wichtiger Faktor, um die Propagation der entsprechenden Lasermode zu beschreiben. Diese Thematik wird in den Kapiteln 6 und 7 ausführlich behandelt.

## 2. Dynamik der longitudinalen Moden

In diesem Kapitel wird vorerst die räumliche Dynamik der Lasermode außer Acht gelassen und die spektrale Zusammensetzung der Laserstrahlung von (Al,In)GaN Halbleiterlasern untersucht. Für die entsprechenden Messungen werden daher Laserdioden mit schmalen Wellenleitern verwendet, da in diesen nur die fundamentale laterale Mode auftritt. Die Spektren dieser Laserdioden sind in der Regel relativ breit und bestehen aus mehreren longitudinalen FP-Moden. Es zeigen sich allerdings je nach verwendetem Substrat deutliche Unterschiede. Außerdem stellt man eine starke zeitliche Variation in der Intensität der einzelnen FP-Moden fest, während die Gesamtintensität konstant bleibt.

Um dieses charakteristische Verhalten theoretisch zu beschreiben, werden im ersten Abschnitt dieses Kapitels die in Kapitel 1.3 eingeführten Ratengleichungen bezüglich der Berücksichtigung longitudinaler Moden erweitert. Mithilfe dieses erweiterten Ratengleichungsmodells gelingt es dann im zweiten Abschnitt, die Zusammensetzung der Spektren einzelner Laserdioden nachzuvollziehen. In diesem Zusammenhang spielen durch Materialinhomogenitäten verursachte Fluktuationen in der Verstärkung verschiedener FP-Moden und Sättigungseffekte eine entscheidende Rolle. Abschließend wird anhand von zeitaufgelösten Messungen das sogenannte Modehopping zwischen einzelnen FP-Moden beobachtet. Auch dieses Verhalten lässt sich mit dem vorgestellten Ratengleichungsmodell reproduzieren.

Die in diesem Kapitel vorgestellten Ergebnisse wurden bereits in [Meye08b, Meye08a] bzw. [Schm09] veröffentlicht.

## 2.1. Theoretische Beschreibung

Im ersten Abschnitt dieses Kapitels wird das in Kapitel 1.3 vorgestellte Ratengleichungsmodell derart erweitert, dass die Existenz verschiedener longitudinaler Moden angenommen wird. Außerdem werden Sättigungseffekte und deren Auswirkungen auf die gegenseitige Beeinflussung verschiedener longitudinaler Moden berücksichtigt. Das vorgestellte Modell findet sich in zahlreichen Lehrbüchern, beispielsweise in [Agra93] oder [Cold95], und wird zum Beispiel von Yamada *et al.* auf GaAs Laserdioden angewendet [Yama94, Ahme01b, Ahme01a, Ahme02].

Bei der Adaption dieses Modells auf (Al,In)GaN Laserdioden stellt sich als essentiell heraus, dass Fluktuationen in der Verstärkung verschiedener longitudinaler Moden berücksichtigt werden müssen. Die entsprechenden experimentellen Daten, die diese Annahme belegen, werden dann im zweiten Abschnitt dieses Kapitels gezeigt.

Da wie bereits erwähnt die räumliche Dynamik der Lasermode in diesem Kapitel keine Rolle spielt, bietet es sich an, mit den Größen Ladungsträgeranzahl bzw. Photonenanzahl  $S$  und nicht mit den entsprechenden Dichten zu arbeiten. Ausgangspunkt sind somit die entsprechenden Ratengleichungen (1.27) und (1.34) für die Ladungsträgeranzahl  $N$  bzw. die Photonenanzahl  $S$ , die hier der Übersichtlichkeit halber nochmals aufgeführt sind:

$$\frac{dN}{dt} = \eta_{\text{inj}} \frac{I}{q_e} - \frac{N}{\tau_s} - A S \quad (2.1)$$

$$\frac{dS}{dt} = (A - \tilde{g}_{\text{th}}) S + \beta_{\text{sp}} \frac{N}{\tau_r} \quad (2.2)$$

Diese Ratengleichungen werden nun derart erweitert, dass verschiedene longitudinale Moden  $p=0, \pm 1, \pm 2, \dots$  mit den jeweiligen Photonenzahlen  $S_p$  berücksichtigt werden:

$$\frac{dN}{dt} = \eta_{\text{inj}} \frac{I}{q_e} - \frac{N}{\tau_s} - \sum_p \tilde{g}_p S_p \quad (2.3)$$

$$\frac{dS_p}{dt} = (\tilde{g}_p - \tilde{g}_{\text{th}}) S_p + \beta_{\text{sp}} \frac{N}{\tau_r} \quad (2.4)$$

Der entscheidende Punkt ist nun, dass anstelle der linearen Verstärkung  $A$  die modale Verstärkung  $\tilde{g}_p$  verwendet wird, die für die einzelnen Moden  $p$  unterschiedlich ist sowie aufgrund von nichtlinearen Effekten sättigt und durch die Verstärkung  $\tilde{g}_q$  der übrigen Moden  $q$  beeinflusst wird.<sup>1</sup> Diese Abhängigkeiten werden durch folgende Gleichung

---

<sup>1</sup>Genau genommen hängt auch der spontane Emissionsfaktor  $\beta_{\text{sp}}$  von der Wellenlänge ab. Da die spontane Emission jedoch im Vergleich zum Laserspektrum breitbandig ist und in Kantenemittern im Allgemeinen der Einfluss der spontanen Emission auf die Laser-Emission gering ist, kann die spektrale Abhängigkeit von  $\beta_{\text{sp}}$  vernachlässigt und Gleichung (1.30) verwendet werden.

beschrieben:

$$\tilde{g}_p = \zeta_p A_p - B S_p - \sum_{q \neq p} (D_{pq} + H_{pq}) S_q. \quad (2.5)$$

Die lineare Verstärkung  $A_p$  beinhaltet nun die spektrale Abhängigkeit und wird zusätzlich durch Fluktuationen  $\zeta_p$  modifiziert. Der physikalische Ursprung und die Auswirkungen dieser Fluktuationen werden ausführlich im nächsten Abschnitt 2.2 diskutiert. Der zweite Term in Gleichung (2.5) beschreibt die sogenannte Selbstsättigung, welche durch spektrales Lochbrennen verursacht wird. Der dritte Term in Gleichung (2.5) beschreibt schließlich die Wechselwirkung zwischen verschiedenen FP-Moden und wird auch als nichtlineare Verstärkung bezeichnet. Die Parameter  $D_{pq}$  und  $H_{pq}$  sind hierbei die sogenannten symmetrischen bzw. asymmetrischen Sättigungs-Parameter<sup>2</sup> und koppeln die Verstärkung  $\tilde{g}_p$  der Mode  $p$  an die Photonenzahl  $S_q$  der übrigen Moden  $q$ .

Im Folgenden werden die in Gleichung (2.5) beteiligten Parameter genauer erläutert:

### Lineare Verstärkung $A_p$

Die lineare Verstärkung  $A_p$  hängt nun neben der Ladungsträgeranzahl  $N$  zusätzlich von der Wellenlänge  $\lambda_p$  der entsprechenden Mode  $p$  ab. Diese spektrale Abhängigkeit von  $A_p$  wird in Form einer parabolischen Näherung berücksichtigt. Dazu wird Gleichung (1.21) folgendermaßen erweitert:

$$A_p = \frac{a\Gamma}{V} [N - N_{\text{tr}} - b V (\lambda_p - \lambda_0)^2]. \quad (2.6)$$

$\lambda_0$  bezeichnet die zentrale Mode mit der größten linearen Verstärkung. Der Parameter  $b$  gibt die Dispersion, also die spektrale Abhängigkeit der Verstärkung, an.  $b$  kann direkt aus den in Kapitel 1.2.1 vorgestellten Hakki-Paoli-Verstärkungsmessungen bestimmt werden. Aufgrund der großen inhomogenen Verbreiterung in InGaN Quantentrögen sind die entsprechenden Verstärkungsspektren vergleichsweise breit. Diese Tatsache erklärt bereits qualitativ die Beobachtung, dass die Spektren von (Al,In)GaN Laserdioden auch oberhalb der Schwelle in der Regel relativ breit sind und aus mehreren FP-Moden bestehen.

Der Parameter  $a$ , der nach Gleichung (1.22) die differentielle Verstärkung  $\frac{dg}{dN_{3d}}$  beinhaltet, sowie die Transparenz-Ladungsträgeranzahl  $N_{\text{tr}} = N_{3d}^{\text{tr}} \cdot V$  sind bereits aus Kapitel 1.3 bekannt.

---

<sup>2</sup>engl.: *symmetric / asymmetric cross-saturation*

### Selbstsättigung $B$

Der Parameter  $B$  in Gleichung (2.5) ist der sogenannte Selbstsättigungskoeffizient. Die Selbstsättigung wird durch das spektrale Lochbrennen verursacht: Je mehr Photonen einer einzelnen FP-Mode  $p$  (und somit einer bestimmten Energie  $E_p$ ) sich im Resonator befinden, umso stärker werden die besetzten angeregten Zustände bei der entsprechenden Übergangs-Energie  $E_p$  durch stimulierte Emission abgeräumt. Dies führt wiederum zu einer Verringerung der Verstärkung bei der Energie  $E_p$  und somit zu einer Sättigung der Photonenanzahl der entsprechenden FP-Mode. In [Yama94] wird mithilfe der Dichtematrix-Theorie folgender Ausdruck für den Selbstsättigungskoeffizienten  $B$  hergeleitet:

$$B = \frac{9}{2} \frac{\pi c_{\text{vac}}}{\epsilon_0 \hbar^2 \hbar \lambda} \left( \frac{\Gamma \tau_{\text{in}}}{V} \right)^2 a |R_{\text{cv}}|^2 (N - N_s). \quad (2.7)$$

$\lambda$  ist hierbei die Laserwellenlänge. Der Parameter  $\tau_{\text{in}}$  bezeichnet die Intraband-Relaxationszeit. In [Park05] wird für Ladungsträger in InGaN Quantentrögen ein Wert von  $\tau_{\text{in}} = 25$  fs angegeben. Die Intraband-Relaxationszeit  $\tau_{\text{in}}$  ist direkt mit der homogenen Verbreiterung verknüpft. Wie bereits in Kapitel 1.2.2 erwähnt, wurde für die homogene Verbreiterung durch das Anfitten von temperaturabhängigen Verstärkungsmessungen ein Wert von 24 meV bei Raumtemperatur ermittelt [Witz06c]. Dieser Wert führt zu einer Intraband-Relaxationszeit von  $\tau_{\text{in}} = 23$  fs und ist somit guter Übereinstimmung mit dem in [Park05] angegebenen Wert.

Das Dipol-Matrixelement  $|R_{\text{cv}}|^2$  kann aus dem Übergangs-Matrixelement  $|M_t|^2$  des Quantentrogos berechnet werden [Cold95]:

$$|R_{\text{cv}}|^2 = \frac{q_e^2 \hbar^2}{E_t^2 m_e^2} |M_t|^2. \quad (2.8)$$

$E_t$  bezeichnet hierbei die Übergangsenergie des Grundzustandes und  $m_e$  ist die Elektronenmasse. In [Schw07a] wird ein Wert von  $|M_t|^2 = 8 m_e E_g$  angegeben, was zu einem Dipol-Matrixelement von  $|R_{\text{cv}}|^2 = 5,2 \cdot 10^{-57} \text{ C}^2 \text{ m}^2$  führt. Der angegebene Wert wurde mithilfe simulierter Verstärkungsspektren einer *Nichia*-Lasardiode mit einer Wellenlänge von 405 nm bestimmt und ist aufgrund des vereinfachten verwendeten Modells mit einer großen Ungenauigkeit behaftet. In [Ahme02] sind Werte für  $|R_{\text{cv}}|^2$  für GaAs und InGaAsP Lasardiolen angegeben. Diese liegen zwischen  $2,8 \cdot 10^{-57} \text{ C}^2 \text{ m}^2$  und  $10 \cdot 10^{-57} \text{ C}^2 \text{ m}^2$ . In [Meye07] wird der Einfluss von  $|R_{\text{cv}}|^2$  auf die Ergebnisse der Simulationen ausführlich diskutiert. Es stellt sich heraus, dass ein Wert von etwa  $2,8 \cdot 10^{-57} \text{ C}^2 \text{ m}^2$  gute Übereinstimmung mit den experimentellen Daten liefert. Daher wird für die folgenden Simulationen dieser Wert verwendet.

Der Parameter  $N_s$  in Gleichung (2.7) charakterisiert die Ladungsträgeranzahl, bei der

die Selbstsättigung eintritt.  $N_s$  wird in der Regel in Abhängigkeit der Transparenz-Ladungsträgeranzahl  $N_{tr}$  angegeben. In [Ahme02] wird folgende Abschätzung angegeben, welche auch im weiteren Verlauf dieser Arbeit dieser Wert verwendet wird:

$$N_s = 0,8N_{tr}. \quad (2.9)$$

### Symmetrische und asymmetrische Sättigung $D_{pq}$ und $H_{pq}$

Die Kopplung zwischen verschiedenen FP-Moden, welche durch den letzten Term in Gleichung (2.5) beschrieben wird, lässt sich in zwei Komponenten aufteilen, in die symmetrische Sättigung  $D_{pq}$  und die asymmetrische Sättigung  $H_{pq}$ .

Die symmetrische Sättigung  $D_{pq}$  wird ebenfalls durch spektrales Lochbrennen verursacht, welches bereits für die Erklärung der Selbstsättigung herangezogen wurde. Eine Mode  $p$  mit Energie  $E_p$ , die eine hohe Photonenzahl  $S_p$  besitzt, verringert die Anzahl der angeregten Zustände bei der Energie  $E_p$ . Die Breite dieses spektralen Lochs wird durch die homogene Verbreiterung bzw. die Intraband-Relaxationszeit  $\tau_{in}$  bestimmt. Aufgrund der nichtlinearen Suszeptibilität folgt, dass die benachbarten Moden  $q$  stärker unterdrückt werden als die Haupt-Mode  $p$  selbst. Außerdem ist anzumerken, dass die Intraband-Relaxationszeit in InGaN im Vergleich zu GaAs oder InGaAsP geringer ist und somit das spektrale Loch relativ breit ist. Da der Abstand benachbarter FP-Moden  $\Delta\lambda$  nach Gleichung (1.60) in (Al,In)GaN Laserdioden außerdem relativ gering ist, erfahren mehrere benachbarte Moden  $q$  eine Verminderung der Verstärkung.

Die asymmetrische Sättigung  $H_{pq}$  ist ein Effekt der gleichen Größenordnung wie die symmetrische Sättigung, jedoch vermindert  $H_{pq}$  die Verstärkung benachbarter Moden mit kürzeren Wellenlängen und erhöht die Verstärkung benachbarter Moden mit längeren Wellenlängen. Die Ursache für diesen Effekt liegt in der Überlagerung der beteiligten FP-Moden. Da die einzelnen FP-Moden leicht unterschiedliche Frequenzen besitzen, kommt es zu einer Schwebung und somit zu einer zeitlich periodischen Modulation der Ladungsträgerdichte, welche wiederum die Verstärkung modifiziert. Der zeitliche Überlapp der Schwingung der einzelnen FP-Moden mit dieser Schwebung bewirkt, dass Moden mit kürzeren Wellenlängen ( $q < p$ ) abgeschwächt werden und Moden mit  $q > p$  verstärkt werden.

In [Yama94] und [Ahme02] sind folgende Ausdrücke für die symmetrische Sättigung  $D_{pq}$  und die asymmetrische Sättigung  $H_{pq}$  angegeben:

$$D_{pq} = \frac{4}{3} \frac{B}{\left( \frac{2\pi c_{vac} \tau_{in}}{\lambda_p^2} \right)^2 (\lambda_p - \lambda_q)^2 + 1} \quad (2.10)$$

$$H_{pq} \approx \frac{3\lambda_p^2}{8\pi c_{vac}} \left( \frac{a\Gamma}{V} \right)^2 \frac{\mathcal{R}(N - N_{tr})}{\lambda_q - \lambda_p} \quad (2.11)$$

Sämtliche Größen, die in den Gleichungen (2.10) und (2.11) vorkommen, sind bereits bekannt. Bei dem Ausdruck für  $H_{pq}$  in Gleichung 2.11 handelt es sich um eine Näherung, die allerdings in den Simulationen keinerlei Unterschiede zum exakten Ausdruck zeigt.

Die Berücksichtigung dieser Kopplungsterme ist essentiell, um sowohl die spektralen Eigenschaften als auch die zeitliche Dynamik der Laserstrahlung von (Al,In)GaN Laserdioden zu beschreiben. Die Kopplung verursacht zusammen mit den Verstärkungs-Fluktuationen  $\zeta_p$  die charakteristische Form der Spektren von (Al,In)GaN Laserdioden, wie im folgenden Abschnitt 2.2 gezeigt wird. Das sogenannte Modehopping, ein schwach periodisches Durchrollen der einzelnen FP-Moden vom kurzwelligen zum langwelligen Ende des Laserspektrums, lässt sich mithilfe der asymmetrischen Kopplung  $H_{pq}$  anschaulich erklären. Dieses Verhalten wird in Abschnitt 2.3 diskutiert.

## 2.2. Fluktuationen in der Verstärkung

In diesem Abschnitt werden die charakteristischen Eigenschaften der Spektren von (Al,In)GaN Laserdioden, die auf GaN- bzw. SiC-Substraten hergestellt wurden, beschrieben und mithilfe des im vorherigen Abschnitt vorgestellten Simulationsmodells nachvollzogen. Die Beobachtung, dass einzelne (Al,In)GaN Laserdioden ein charakteristisches Laserspektrum zeigen, bei dem bestimmte FP-Moden unabhängig von der Temperatur intensiver sind als andere, wurde bereits von Eichler *et al.* geschildert [Eich05b]. Hier wird nun mithilfe von spektral hochaufgelösten Verstärkungsmessungen nachgewiesen, dass hierfür Fluktuationen der Verstärkung der einzelnen FP-Moden verantwortlich sind. Diese Fluktuationen sind für Laserdioden auf SiC-Substraten in etwa eine Größenordnung stärker als für Laserdioden auf GaN-Substraten. Diese Tatsache führt dazu, dass die Spektren der entsprechenden Laserdioden oberhalb der Schwelle extrem unterschiedlich sind: Während Laserdioden auf GaN-Substrat ein relativ breites Spektrum mit einer glatten, leicht asymmetrischen, Einhüllenden zeigen, sind bei Laserdioden auf SiC-Substrat in der Regel nur einzelne, bestimmte FP-Moden, die in der Regel nicht direkt nebeneinander liegen, aktiv. Am Ende dieses Abschnitts wird dann die physikalische Ursache für die beobachteten Verstärkungs-Fluktuationen diskutiert.

### 2.2.1. Experimentelle Untersuchungen

Die in diesem Abschnitt gezeigten Messungen wurden an Probe 2 bzw. Probe 3 durchgeführt. Hierbei handelt es sich um vergleichbare Laserstrukturen mit schmalen Wellenleiter, wobei Probe 2 auf GaN-Substrat und Probe 3 auf SiC-Substrat gewachsen



wurde. Wie bereits in Kapitel 1.1.2 erwähnt wurde, weisen Laserdioden auf SiC-Substrat typischerweise wesentlich höhere interne Verluste  $\alpha_{\text{int}}$  und einen höheren Schwellstrom  $I_{\text{th}}$  auf. Die entsprechenden Werte für die hier untersuchten Proben sind in Tabelle 2.1 aufgeführt.

Abbildung 2.1 zeigt Messungen der Spektren von Probe 2 und Probe 3 jeweils unterhalb (a,b) und oberhalb (e,f) der Schwelle sowie die berechneten Verstärkungsspektren (c,d). Die Messungen wurden mithilfe eines Spektrometers mit einer spektralen Auflösung von weniger als 5 pm durchgeführt. Diese hohe spektrale Auflösung ist zwingend notwendig, um die Modulationstiefe der einzelnen FP-Moden, welche einen spektralen Abstand von nur etwa  $\Delta\lambda = 35$  pm besitzen, auflösen zu können. Für die Messungen unterhalb der Schwelle wurde ein Photomultiplier anstelle der vorgesehenen CCD-Kamera für die Detektion verwendet. Dies ist zwar mit einer erheblichen Steigerung der Messzeit verbunden, da mit dem Photomultiplier jeder Punkt des Spektrums

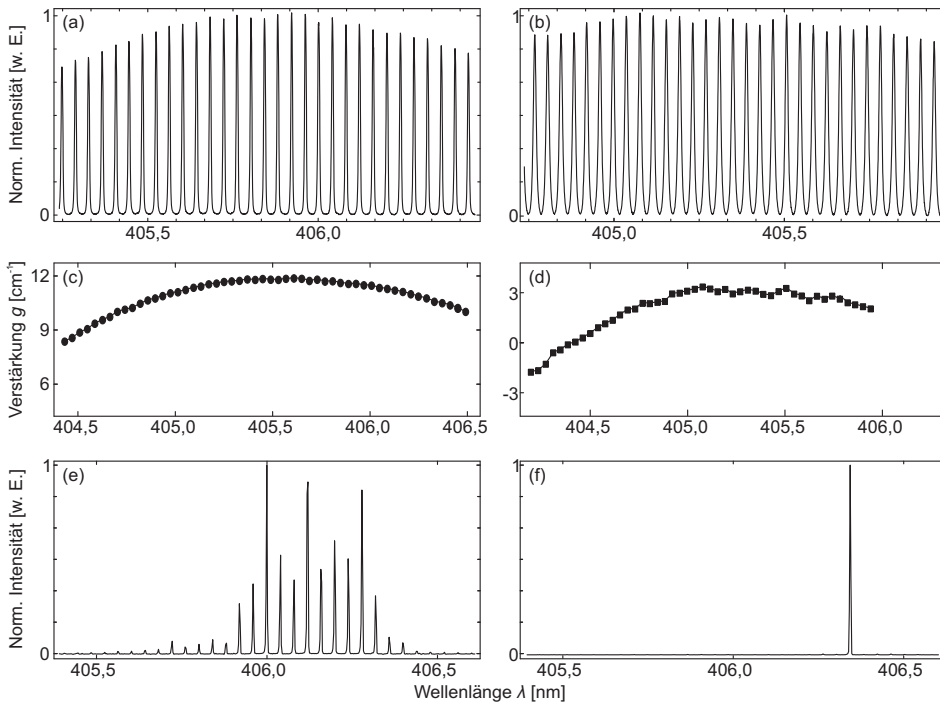


Abbildung 2.1.: Messungen an Probe 2 (linke Spalte) und Probe 3 (rechte Spalte). (a) und (b) zeigen spektral hochauflösende Messungen des Spektrums jeweils knapp unterhalb der Schwelle. In (c) und (d) sind die daraus mit der Hakki-Paoli-Methode berechneten Verstärkungsspektren abgebildet. (e) und (f) zeigen jeweils ein Laserspektrum welches bei  $I = 1,3 I_{\text{th}}$  aufgenommen wurde.

einzelnen aufgenommen werden muss, jedoch ist dieser Mehraufwand unvermeidlich, da die einzelnen Pixel der verwendeten CCD-Kamera leicht unterschiedliche Empfindlichkeiten besitzen, was in ähnlicher Weise wie die realen Verstärkungs-Fluktuationen zu einer Modulation der gemessenen Spektren führt.

Wie man anhand der in Abb. 2.1(a) und (b) gezeigten Messungen erkennen kann, fluktuiert die Intensität der einzelnen FP-Moden unterhalb der Schwelle bei Probe 3 (b) wesentlich stärker als bei Probe 2 (a). Noch deutlicher wird dieser Unterschied, wenn man die entsprechenden Verstärkungsspektren betrachtet, siehe Abbildung 2.1(c) und (d). Diese Verstärkungsspektren wurden mithilfe der Hakki-Paoli-Methode, welche in Einschub 1 auf Seite 13 erläutert wurde, aus den in Abb. 2.1(a) und (b) gezeigten Spektren berechnet. Jeder Punkt entspricht hierbei einer einzelnen FP-Mode.

Wichtig ist, dass diese Fluktuationen für eine bestimmte Probe absolut charakteristisch und reproduzierbar sind. Außerdem sind diese Fluktuationen, wie bereits in [Eich05b] beschrieben, temperaturunabhängig. Das heißt, dass eine bestimmte FP-Mode verglichen mit den benachbarten FP-Moden ihre charakteristische Verstärkung beibehält, auch wenn sich deren spektrale Position temperaturbedingt verschiebt. Dieser Sachverhalt wird in Abschnitt 2.2.3 noch genauer diskutiert.

Die Abbildungen 2.1(e) und (f) zeigen nun die entsprechenden Laserspektren der beiden Proben, welche jeweils bei 1,3fachem Schwellstrom aufgenommen wurden. Hier zeigt sich nun der Unterschied zwischen Laserdioden auf GaN-Substrat und Laserdioden auf SiC-Substrat am deutlichsten. Während das Spektrum von Probe 2 aus etwa 10 bis 15 FP-Moden besteht, existiert bei Probe 3 bei diesem Strom nur eine einzige FP-Mode. Wie später in Abb. 2.2 gezeigt wird, existieren im Spektrum von Probe 3 bei höheren Strömen teilweise auch mehrere Moden, jedoch besteht immer ein signifikanter Unterschied zu einem typischen Spektrum von Laserdioden auf GaN-Substrat. Auch die Intensitäten der einzelnen FP-Moden im Spektrum von Probe 2 in Abb. 2.1(e) variiert leicht. Dies lässt sich dadurch erklären, dass das entsprechende Verstärkungsspektrum in Abb. 2.1(c) ebenfalls leichte Fluktuationen aufweist.

Im folgenden Unterabschnitt wird nun der Einfluss der Verstärkungs-Fluktuationen auf das Laserspektrum mithilfe des in Abschnitt 2.1 vorgestellten Modells quantitativ untersucht.

### 2.2.2. Simulationen

Die experimentell beobachteten Verstärkungs-Fluktuationen werden in das Simulationsmodell implementiert, indem die lineare Verstärkung  $A_p$  der Mode  $p$  in Gleichung (2.5) mit einem Faktor  $\zeta_p$  multipliziert wird. Dieser lässt sich folgendermaßen darstellen:

$$\zeta_p = 1 + \delta\zeta \cdot r_p, \quad (2.12)$$

wobei  $\delta\zeta$  die Amplitude der Fluktuationen definiert und  $r_p$  eine normalverteilte Zufallszahl ist. Auf diese Weise wird die lineare Verstärkung  $A_p$  einer bestimmten Mode  $p$  unabhängig von der Verstärkung der anderen Moden und unabhängig von Strom oder Ladungsträgerdichte erhöht bzw. erniedrigt. Große Werte für die Amplitude  $\delta\zeta$  führen zu starken Verstärkungs-Fluktuationen und ein Wert von  $\delta\zeta = 0$  würde ein glattes, parabolisches Verstärkungsspektrum ohne Fluktuationen erzeugen.

Bedingt durch die asymmetrische Sättigung ergibt sich aber selbst bei  $\delta\zeta = 0$  kein symmetrisches Laserspektrum. Ropars *et al.* beobachten ebenfalls Verstärkungs-Fluktuationen und eine asymmetrische Einhüllende des Laserspektrums von (Al,In)GaN Laserdioden [Ropa06]. Allerdings handelt es sich hierbei um gewinngeführte Strukturen und die beobachtete Asymmetrie wird durch die wellenlängenabhängige Führung bzw. Beugung der Lasermode im gewinngeführten Wellenleiter-Medium erklärt. Diese These wird durch winkelabhängige Messungen des Laserspektrums belegt. Eine solche Abhängigkeit des Laserspektrums konnte aber an den von uns untersuchten indexgeführten Laserstrukturen nicht beobachtet werden. Sättigungseffekte werden in [Ropa06] nicht erwähnt.

In Tabelle 2.1 sind alle Parameter aufgelistet, welche für die Durchführung des in Abschnitt 2.1 vorgestellten Modells zusätzlich zu den bereits in Tabelle 1.2 aufgeführten Größen benötigt werden. Der entscheidende Punkt bei der Simulation liegt darin, dass die Amplitude der Verstärkungs-Fluktuationen  $\delta\zeta$  im Fall von Probe 3 um eine Größenordnung größer ist als im Fall von Probe 2. Die Unterschiede in den anderen

Parameter		Probe 2	Probe 3
Wellenlänge	$\lambda_0$	406 nm	
Moden-Abstand	$\Delta\lambda$	38 pm	
Sp. Ladungstr.-Lebensdauer	$\tau_s$	4,5 ns	
Nicht-strahlende Ladungstr.-L.	$\tau_{nr}$	9 ns	
Intraband-Relaxationszeit	$\tau_{in}$	25 fs	
Dipol-Moment	$ R_{cv} ^2$	$2,8 \cdot 10^{-57} \text{ C}^2 \text{ m}^2$	
Sättigungs-Ladungsträgeranzahl	$N_s$	$0,8 \cdot N_{tr}$	
Differentielle Verstärkung	$\frac{dg}{dN_{3d}}$	$2 \cdot 10^{-22} \text{ m}^2$	
Schwellstrom	$I_{th}$	50 mA	100 mA
Interne Verluste	$\alpha_{int}$	$25 \text{ cm}^{-1}$	$55 \text{ cm}^{-1}$
Verstärkungs-Dispersion	$b$	$1,25 \cdot 10^{42} \text{ m}^4 \text{ s}^{-1}$	$1,83 \cdot 10^{42} \text{ m}^4 \text{ s}^{-1}$
Amplitude der Verst.-Fluk.	$\delta\zeta$	$5 \cdot 10^{-4}$	$5 \cdot 10^{-3}$

Tabelle 2.1.: Übersicht über die für die Simulationen benötigten zusätzlichen bzw. im Vergleich zu Probe 1 abgeänderten Parameter von Probe 2 und Probe 3. Die restlichen Parameter werden von Probe 1, siehe Tabelle 1.2, übernommen.

Parametern haben keinen entscheidenden Einfluss auf die vorgestellten Simulationen. Für die Simulation der Probe auf GaN-Substrat wird ein Wert von  $\delta\zeta = 5 \cdot 10^{-4}$  verwendet. Dies entspricht einer Fluktuation der Verstärkung  $g$  von etwa  $\delta g = 0,02 \text{ cm}^{-1}$ . Dieser Wert ist in guter Übereinstimmung mit den Fluktuationen der experimentell ermittelten Verstärkungswerte von Probe 2, welche in Abb. 2.1(c) gezeigt sind.

Die entsprechende Fluktuations-Amplitude  $\delta\zeta = 5 \cdot 10^{-3}$  für die Simulation der Probe auf SiC-Substrat entspricht einer Verstärkungs-Fluktuation von  $\delta g = 0,35 \text{ cm}^{-1}$ . Dieser Wert wurde gewählt, da sich so die beste Übereinstimmung mit dem experimentell beobachteten Verhalten erreichen lässt. Die experimentell aus der in Abb. 2.1(d) gezeigten Messung an Probe 2 ermittelten Verstärkungs-Fluktuation betragen allerdings nur etwa  $\delta g = 0,17 \text{ cm}^{-1}$ .

Um die simulierten Spektren bei verschiedenen Strömen gut mit den experimentellen Daten vergleichen zu können, muss man berücksichtigen, dass mit einer Erhöhung des Stroms die Temperatur der Laserdiode ansteigt. Dies führt sowohl zu einer Verschiebung der einzelnen FP-Moden als auch zu einer Verschiebung des spektralen Schwerpunkts jeweils hin zu längeren Wellenlängen. Die genauen Ursachen hierfür werden später in Kapitel 5.1 detailliert erläutert. Für die beschriebenen Verschiebungen wurde eine lineare Abhängigkeit vom Strom  $I$  angenommen und die Stärke der Verschiebungen wurde aus entsprechenden stromabhängigen Messungen ermittelt.

Abbildung 2.2 stellt die Ergebnisse der beschriebenen Simulationen den entsprechenden Messungen gegenüber. In der oberen Zeile ist die Messung an Probe 2 (links) sowie die entsprechende Simulation (rechts) für die Laserstruktur auf GaN-Substrat gezeigt. Wie man erkennen kann, zeigt sich eine gute Übereinstimmung des spektralen Verhaltens in Abhängigkeit des Stroms zwischen Experiment und Simulation. Die asymmetrische Form sowie die leichten Unregelmäßigkeiten können mithilfe des verwendeten Simulationsmodells gut reproduziert werden. Einzig die starke Verbreiterung des gemessenen Spektrums mit steigendem Strom in Abb. 2.2(a) ist in der entsprechenden Simulation in Abb. 2.2(b) weniger ausgeprägt. Ein möglicher Grund hierfür liegt in der Temperaturabhängigkeit der homogenen Verbreiterung, welche in den Simulationen nicht berücksichtigt wurde.

In der unteren Zeile von Abb. 2.2 sind die entsprechenden Daten für die Messung (c) sowie die Simulation (d) der Probe auf SiC-Substrat gezeigt. Auch hier lässt sich qualitativ eine gute Übereinstimmung erkennen. Da für die Simulation zufällige Fluktuationen angenommen wurden, ist eine exakte Übereinstimmung mit der gezeigten Messung nicht zu erwarten. Das generelle, für Laserdioden auf SiC-Substrat typische Verhalten, dass jeweils nur einzelne FP-Moden aktiv sind und dass mit steigenden Strom Sprünge über mehrere FP-Moden auftreten, wird allerdings von der Simulation in Abb. 2.2(d) sehr gut wiedergegeben. Betrachtet man die Messung in Abb. 2.2(c) in einer logarithmischen Auftragung der Intensität (hier nicht gezeigt), so kann man

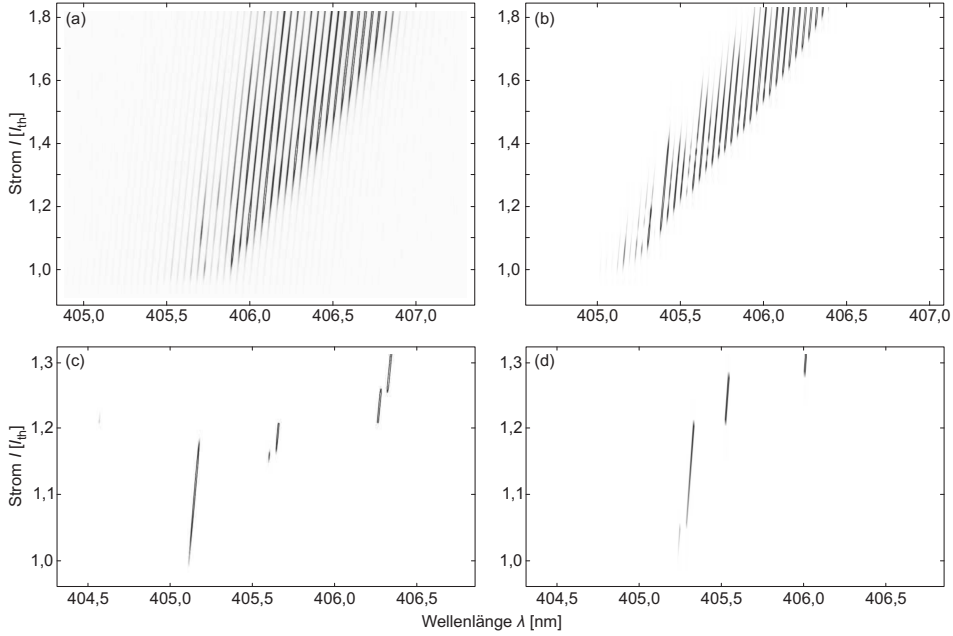


Abbildung 2.2.: Gemessene und simulierte stromabhängige Spektren von Probe 2 (a,b) und Probe 3 (c,d). Die experimentellen Daten sind in der linken Spalte (a,c) dargestellt, während die entsprechenden Simulationen in der rechten Spalte (b,d) abgebildet sind.

deutlich erkennen dass alle auftretenden FP-Moden zum selben longitudinalen Modenkamm und somit zur selben lateralen bzw. transversalen Grundmode gehören. Bei den Sprüngen zwischen den einzelnen FP-Moden treten also keine Veränderungen des räumlichen Modenprofils auf.

### 2.2.3. Diskussion

Nachdem eben die Existenz von Verstärkungs-Fluktuationen unterschiedlicher FP-Moden nachgewiesen und deren Einfluss auf die spektralen Eigenschaften im Laserbetrieb dargestellt wurde, soll nun der physikalische Ursprung dieser Fluktuationen diskutiert werden. Prinzipiell kommen dafür zwei verschiedene Mechanismen in Frage. Zum einen kann es sein, dass die einzelnen FP-Moden aufgrund ihrer unterschiedlichen Lage der Bäuche und Knoten im Resonator eine unterschiedliche Verstärkung bzw. unterschiedliche Verluste erfahren. Allgemein gesprochen muss hierfür eine räumliche Variation des Imaginärteils des Brechungsindex auf der entsprechenden Längenskala vorliegen. Zum anderen ist es möglich, dass der Realteil des Brechungsindex entlang des Wellenleiters derart variiert, dass es zu einer Streuung bzw. Beugung der einzelnen

FP-Moden kommt. Dieser Effekt wird im Folgenden zuerst diskutiert.

Peters und Cassidy begründen Unregelmäßigkeiten in den FP-Moden von InGaAsP Laserdioden mit Interferenzeffekten, welche durch unregelmäßig entlang des Wellenleiters verteilte Streuzentren verursacht werden [Pete91b]. Corbett und McDonald beschreiben, wie durch ein gezieltes Einbringen von Streuzentren entlang des Wellenleiters einer InGaAsP Laserdiode bestimmte FP-Moden unterdrückt werden können, so dass nur noch eine einzige FP-Mode aktiv ist [Corb95]. Dieser Ansatz ähnelt dem Prinzip von DFB<sup>3</sup>-Laserdioden, bei denen die spektralen Eigenschaften durch eine periodische Brechungsindexvariation entlang des Wellenleiters bestimmt werden [Pete91a]. Ein ähnlicher Mechanismus könnte auch in (Al,In)GaN Laserdioden eine Rolle spielen, wobei als Streuzentren Versetzungen und die dadurch bedingten lokalen Verspannungen [Gmei07] des Kristalls in Frage kommen. Da die Versetzungsdichte in Laserdioden auf SiC-Substrat in etwa um einen Faktor  $10^3$  größer ist als in Laserdioden auf GaN-Substrat [Furi06], könnte dies den beobachteten Unterschied in den spektralen Fluktuationen erklären.

Neben Streu- bzw. Beugungseffekten kommen wie gesagt auch räumliche Variationen des Imaginärteils des Brechungsindex als mögliche Ursache für die beobachteten Fluktuationen in Frage. Sowohl räumliche Variationen der Indiumkonzentration [Chic97] als auch Schwankungen der Quantentrogdicke [vdL07] werden als intrinsische Eigenschaften von InGaN-Quantentrögen in zahlreichen Veröffentlichungen beschrieben, wobei meist deren Auswirkungen auf die Effizienz der spontanen strahlenden Rekombination in entsprechenden Leuchtdioden-Strukturen diskutiert wird. Da diese Inhomogenitäten zu einer räumlichen Variation der Bandkantenenergie führen und da die lokale Ladungsträgerdichte und somit die optische Verstärkung von der relativen Lage der Quasiferminiveaus zur Bandkante abhängt, verursachen diese Inhomogenitäten räumliche Verstärkungs-Fluktuationen auf der entsprechenden Längenskala [Koji07b]. Da die Defekt- bzw. Versetzungsdichte das Wachstum der Quantentröge, speziell den Indium-Einbau und die Qualität der Grenzflächen, beeinflusst [Oliv05, Sato98, Akit07], kann die stark unterschiedliche Versetzungsdichte von Laserstrukturen auf GaN- bzw. SiC-Substrat durchaus unterschiedliche räumliche Verstärkungs-Fluktuationen verursachen. Da die einzelnen FP-Moden sich in der Anzahl und somit in der Lage der Bäuche unterscheiden, überlappen die einzelnen FP-Moden auf unterschiedliche Weise mit den entsprechenden räumlichen Fluktuation, was die beobachteten Unterschiede in der Verstärkung einzelner FP-Moden bewirken kann. Da die Lage der Bäuche einer bestimmten FP-Mode natürlich weder vom Strom noch von der Temperatur abhängt, erklärt dies auch, warum die beobachteten Verstärkungs-Fluktuationen verschiedener FP-Moden temperatur- bzw. stromunabhängig sind.

---

<sup>3</sup>DFB: *distributed feedback*

Mithilfe eines einfachen Modells [Eich05b], bei dem der Überlapp punktförmiger, zufällig verteilter Verlust- bzw. Gewinnzentren mit den verschiedenen FP-Moden berechnet wird, wurde in [Schm08] versucht, das Zusatandekommen der beobachteten Verstärkungs-Fluktuationen quantitativ zu analysieren. Geht man davon aus, dass die Anzahl der Verlustzentren durch die Anzahl der Versetzungen, die den Wellenleiter durchdringen, gegeben ist, so lässt sich daraus die Stärke der einzelnen Verlustzentren abschätzen, die benötigt wird, um die Amplitude der experimentell beobachteten Verstärkungs-Fluktuationen zu reproduzieren. Nimmt man Versetzungsdichten [Furi06] von  $10^6 \text{ cm}^{-2}$  für Laserdioden auf GaN-Substrat bzw.  $10^9 \text{ cm}^{-2}$  auf SiC-Substrat an, so ergeben sich bei einer Ridge-Größe von  $600 \mu\text{m} \times 2 \mu\text{m}$  etwa 12 (GaN) bzw. 12000 (SiC) Versetzungen. Um mit dieser Anzahl von Verlustzentren jeweils die Stärke der in Abb. 2.1(c) bzw. (d) gezeigten Verstärkungs-Fluktuationen zu reproduzieren, muss eine einzelne Versetzung einen Verlust von etwa  $(4-10) \cdot 10^{-4} \text{ cm}^{-1}$  (GaN) bzw.  $(1-3) \cdot 10^{-4} \text{ cm}^{-1}$  (SiC) induzieren. In beiden Fällen stimmt neben der Amplitude auch die qualitative Form der simulierten Verstärkungs-Fluktuationen gut mit den experimentellen Daten überein. Erst wenn man weniger als etwa fünf Verlustzentren in der Simulation verwendet, zeigt das Simulationsergebnis ein untypisch periodisches Muster.

Zusammenfassend lässt sich also feststellen, dass der für die experimentell beobachteten Verstärkungs-Fluktuationen verantwortliche Mechanismus nicht eindeutig geklärt werden konnte. Sowohl Streuzentren als auch räumliche Fluktuationen der Verstärkung treten in (Al,In)GaN Laserdioden auf und können den beobachteten Unterschied in den Verstärkungs-Fluktuationen zwischen Laserdioden auf GaN- bzw. SiC-Substrat bewirken.

## 2.3. Modehopping

In den vorherigen Abschnitten wurde das spektrale Verhalten von (Al,In)GaN Laserdioden ohne Berücksichtigung der zeitlichen Dimension analysiert. Betrachtet man allerdings das zeitliche Verhalten der einzelnen FP-Moden eines Laserspektrums im cw-Betrieb, so findet man starke zeitliche Schwankungen im MHz-Bereich der Intensität der einzelnen FP-Moden, während die spektral integrierte Intensität des Spektrums konstant bleibt. Dieses Phänomen ist als Modehopping bekannt und wurde an Laserdioden im roten und infraroten Spektralbereich bereits eingehend untersucht [Ohts85, Ahme02, Peda05]. Entsprechende Beobachtungen an (Al,In)GaN Laserdioden wurden zuvor noch nicht veröffentlicht. Da das Modehopping-Phänomen an allen untersuchten Proben beobachtet wurde, scheint es sich hierbei um eine universelle Eigenschaft von (Al,In)GaN Laserdioden zu handeln.

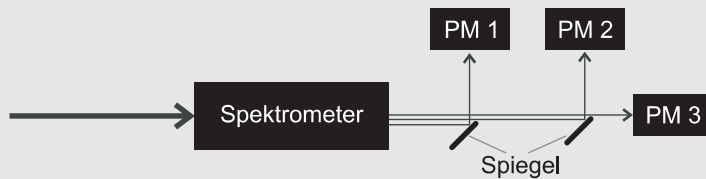
Im weiteren Verlauf dieses Abschnitts wird zuerst eine exemplarische Messung gezeigt und diskutiert. Betrachtet man die Korrelation zwischen der zeitlichen Korrelation der einzelnen FP-Moden, so lässt sich eine schwache Periodizität feststellen. Anschließend wird das beobachtete Verhalten zuerst anschaulich mithilfe der asymmetrischen Sättigung erklärt und dann mithilfe des in Abschnitt 2.1 vorgestellten Modells qualitativ reproduziert.

### 2.3.1. Experimenteller Nachweis

Um das zeitliche Verhalten einzelner FP-Moden gleichzeitig zu untersuchen, wird folgende experimentelle Konfiguration verwendet:

#### Einschub 3: Modehopping

Das Licht der Laserdiode wird mithilfe des hochauflösenden Spektrometers spektral aufgespalten. Die einzelnen FP-Moden mit einem spektralen Abstand von etwa 35 pm können anschließend mithilfe von Spiegeln und Blenden getrennt werden und mit verschiedenen Photomultipliern (PM) detektiert werden.



Um das zeitliche Verhalten der einzelnen Moden simultan zu messen, werden die Signale der verschiedenen Photomultiplier mit einem Vier-Kanal-Oszilloskop mit einer analogen Bandbreite von 500 MHz im sogenannten *single-shot* Modus aufgezeichnet. Die erreichte zeitliche Auflösung liegt deutlich unter 10 ns. Bei der Auswertung der Daten muss darauf geachtet werden, dass zwischen den Signalen der einzelnen FP-Moden eine Zeitverzögerung von einigen ns bestehen kann, da die Laufwege der einzelnen FP-Moden unterschiedlich lang sind und die verwendeten Photomultiplier nicht identisch sind.

Weitere Details über die Durchführung der Modehopping-Messungen findet man in [Schm08].

Abbildung 2.3(a) zeigt das zeitlich gemittelte Laserspektrum von Probe 1 bei einem Strom von  $I = 1,2 I_{th}$ . Bei dieser Probe handelt es sich um eine Laserdiode auf GaN-Substrat mit schmalen Wellenleiter, welche auch schon für die in Kapitel 1 gezeigten Messungen verwendet wurde. Das gezeigte Spektrum ist typisch für (Al,In)GaN Laserdioden auf GaN-Substrat. Wie auch bei der Messung an Probe 2 in Abb. 2.1(e) existieren mehrere FP-Moden und das gesamte Spektrum ist leicht asymmetrisch. Für die zeitaufgelöste Modehopping-Messung an Probe 1 in Abb. 2.3(b) wurden die drei



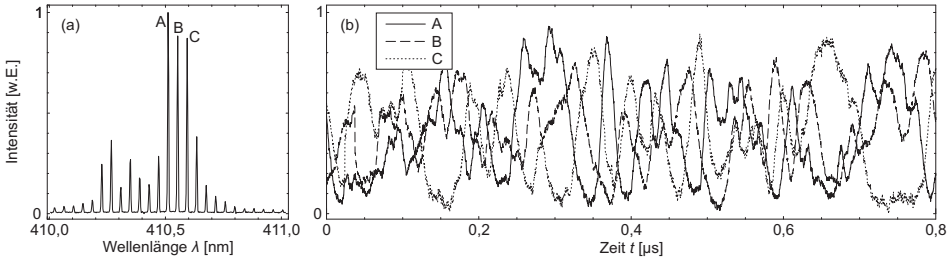


Abbildung 2.3.: (a) Zeitlich gemittelttes Spektrum von Probe 1, aufgenommen bei einem Strom von  $I = 1,2 I_{th}$ . (b) Zeitlicher Verlauf der drei in (a) markierten dominanten FP-Moden A, B und C, aufgenommen unter identischen Bedingungen.

intensivsten FP-Moden ausgewählt, welche in Abb. 2.3(a) mit den Buchstaben A, B und C bezeichnet sind. Wie man deutlich erkennen kann, zeigen sich starke zeitliche Schwankungen in der Intensität der drei ausgewählten FP-Moden.

Betrachtet man das in Abb. 2.3(b) gezeigte zeitliche Verhalten genauer, so fällt auf, dass die Intensitätsschwankungen der einzelnen FP-Moden nicht komplett unabhängig voneinander sind. Beispielsweise findet sich kein Zeitpunkt, zu dem alle drei Moden gleichzeitig eine hohe Intensität besitzen. Dies ist auch nicht zu erwarten, da wie bereits erwähnt die Summe der Intensitäten aller existierenden FP-Moden konstant bleibt.

Da es sich bei den zeitlichen Fluktuationen offensichtlich zumindest teilweise um ein chaotisches Verhalten handelt, ist es zwingend notwendig, eine Vielzahl von entsprechenden Messungen zu analysieren, um ein periodisches Verhalten oder eine signifikante Korrelation zwischen den Intensitätsschwankungen der verschiedenen FP-Moden nachzuweisen. Aus diesem Grund wurden an Probe 1 unter identischen Bedingungen wie bei der in Abb. 2.3 gezeigten Messung insgesamt 100 Messungen mit einer Dauer von jeweils 2  $\mu$ s durchgeführt. Berechnet man dann beispielsweise das Fourier-Spektrum der einzelnen Messungen für die jeweilige FP-Mode und mittelt über die 100 Messungen, so zeigt das gemittelte Fourier-Spektrum ein schwaches Maximum bei etwa 14 MHz für alle drei untersuchten FP-Moden.

Auf eine Abbildung dieses Fourier-Spektrums wird an dieser Stelle verzichtet, da sich die entsprechende Information in analoger aus den in Abb. 2.4(a) gezeigten Autokorrelationen der einzelnen FP-Moden gewinnen lässt. Auch hier wurde jeweils wieder über 100 Messungen gemittelt. Die Autokorrelations-Kurven aller drei untersuchten FP-Moden weisen bei etwa  $\pm 70$  ns Nebenmaxima auf, was in guter Übereinstimmung mit den angesprochenen Fourier-Spektren auf ein schwach periodisches Verhalten mit einer Frequenz von etwa 14 MHz der einzelnen FP-Moden hinweist. Allerdings sind diese Nebenmaxima nur sehr schwach ausgeprägt, die Autokorrelations-Kurven fallen sehr schnell ab. Durch das Anfitzen einer Gauß-Kurve an die Einhüllende der

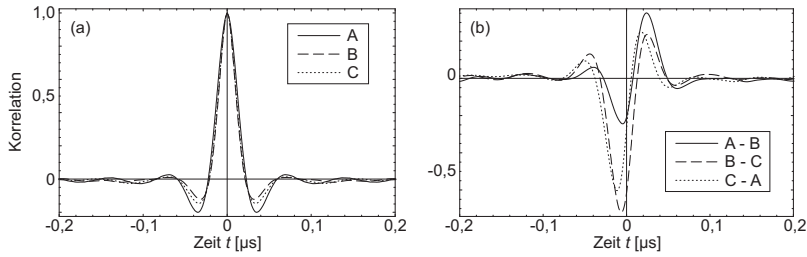


Abbildung 2.4.: (a) Autokorrelation des zeitlichen Verhaltens der drei in Abb. 2.3 markierten FP-Moden. (b) Gegenseitige Korrelation der entsprechenden FP-Moden. Die durchgezogene Kurve beschreibt die Korrelation zwischen den Moden A und B, die gestrichelte Kurve zwischen den Moden B und C, und die gepunktete Kurve zwischen den Moden C und A.

Autokorrelations-Kurven lässt sich in diesem Fall eine Abklingzeit von etwa 30 ns ermitteln. Diese Abklingzeit lässt sich als eine Art Kohärenzzeit verstehen und ist ein Maß dafür, über welche Zeitspanne sich das Verhalten des Systems vorhersagen lässt. Betrachtet man nun die in Abb. 2.4(b) gezeigten paarweisen Korrelationen der unterschiedlichen FP-Moden zueinander, so erkennt man ein deutlich anderes Verhalten. Zuerst soll der Verlauf der durchgezogenen Kurve erläutert werden, welche die Korrelation zwischen den FP-Moden A und B aus Abb. 2.3 beschreibt. Bei etwa  $-5$  ns weist diese Korrelations-Kurve ein Minimum auf, während bei etwa  $+25$  ns eine positive Korrelation festgestellt werden kann. Hieraus lässt sich folgern, dass Mode B im Mittel etwa 25 ns nach Mode A aktiv ist, während sie etwa 5 ns vor Mode A am seltensten auftritt. Würden sich die beiden Moden A und B gleichmäßig abwechseln, so würde man ein Minimum der Korrelations-Kurve bei 0 ns erwarten. Dies ist allerdings nicht der Fall, denn nach Mode B ist vorwiegend Mode C aktiv, was man am analogen Verlauf der gestrichelten Kurve in Abb. 2.4(b), welche die Korrelation zwischen den Moden B und C beschreibt, erkennen kann. Auf diese Weise lässt sich feststellen, dass die drei untersuchten FP-Moden vornehmlich in der zeitlichen Reihenfolge A-B-C-A... aktiv sind, wobei eine Periode in etwa eine Dauer von 70 ns hat.

Solch eine schwach periodische Abfolge konnte qualitativ bei allen benachbarten, intensiven FP-Moden in Spektren von (Al,In)GaN Laserdioden beobachtet werden, wobei stets die jeweils langwelligere FP-Mode auf ihre kurzwelligere Nachbarmode folgt. Für nicht benachbarte FP-Moden konnte keine eindeutige Korrelation festgestellt werden. Die Ursache für das beobachtete Verhalten liegt in der asymmetrischen Sättigung  $H_{pq}$ , welche in Abschnitt 2.1 anhand von Gleichung (2.11) eingeführt wurde. Wie dort bereits erwähnt wurde, bewirkt die asymmetrische Sättigung  $H_{pq}$ , dass benachbarte Moden  $q$  einer intensiven Mode  $p$  für  $q > p$  verstärkt und für  $q < p$  abgeschwächt werden. Da diese Erhöhung bzw. Reduzierung der Verstärkung nicht instantan geschieht, ergibt sich daraus die beobachtete zeitliche Abfolge der einzelnen FP-Moden. Außer-

dem ist die Stärke der asymmetrischen Sättigung  $H_{pq}$  gemäß Gleichung (2.11) indirekt proportional zum spektralen Abstand der beteiligten FP-Moden. Dies erklärt den experimentellen Befund, dass für nicht direkt benachbarte FP-Moden keine Korrelation gefunden werden konnte.

### 2.3.2. Simulation

Nachdem das Modehopping-Phänomen an (Al,In)GaN Laserdioden im vorherigen Abschnitt experimentell nachgewiesen und mithilfe der asymmetrischen Sättigung qualitativ erklärt werden konnte, soll es im Folgenden mithilfe des in Abschnitt 2.1 vorgestellten Simulationsmodells theoretisch reproduziert werden.

Dieses Modell wurde bereits in Abschnitt 2.2 verwendet, um das zeitlich gemittelte spektrale Verhalten von (Al,In)GaN Laserdioden auf GaN- bzw. SiC-Substraten zu berechnen. Ebenso lässt sich mit diesem Modell auch das zeitliche Verhalten der einzelnen FP-Moden simulieren. Der dafür verwendete Parametersatz ist in den Tabellen 1.2 und 2.1 aufgeführt und ist somit identisch mit dem, welcher auch zur Simulation des spektralen Verhaltens der Laserdiode auf GaN-Substrat in Abschnitt 2.2 verwendet wurde. Der einzige Unterschied liegt darin, dass die Verstärkungs-Fluktuationen  $\zeta_p$  nun so gewählt wurden, dass das simulierte Spektrum, welches in Abb. 2.5(a) zu sehen ist, ähnlich wie das in Abb. 2.3 gezeigte gemessene Spektrum hauptsächlich drei dominante FP-Moden aufweist. Abbildung 2.5(b) zeigt das entsprechende simulierte zeitliche Verhalten dieser drei intensivsten FP-Moden. Man erkennt eine streng periodische Abfolge, wobei jede Mode stets auf ihre kurzwelligere Nachbarmode folgt. Die Periode dieser zeitlichen Abfolge liegt bei etwa 50 ns, was in etwa dem anhand von Abb. 2.4(a) experimentell bestimmten Wert von 70 ns entspricht.

Das streng periodische Verhalten in der gezeigten Simulation begründet sich darin, dass

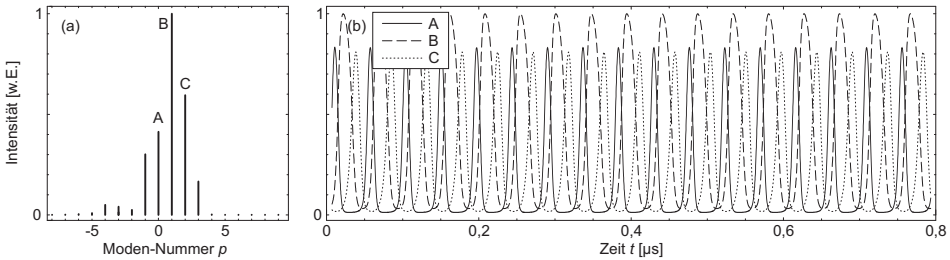


Abbildung 2.5.: Simulation zum Modehopping-Phänomen. Das verwendete Simulationsmodell wurde in Abschnitt 2.1 beschrieben, die benötigten Parameter finden sich in Tabelle 1.2 und Tabelle 2.1, der Strom beträgt  $I = 1,2 I_{th}$ . (a) Simuliertes zeitlich gemitteltes Spektrum. (b) Simuliertes zeitliches Verhalten der drei in (a) markierten FP-Moden.

hier statistische zeitliche Fluktuationen der Elektronen- und Photonenanzahl, welche in realen Bauteilen auftreten, nicht berücksichtigt werden. Diese Fluktuationen sind stark genug, um den Zustand der Laserdiode zu beeinflussen [Marc84] und können in Form des sogenannten Langevin-Rauschens in die Ratengleichungen eingebunden werden [Ahme02]. In [Schm08] wird gezeigt, dass sich auf diese Weise das hier gezeigte experimentell beobachtete Verhalten von (Al,In)GaN Laserdioden realistischer reproduzieren lässt.

In [Schm08] werden außerdem weitere Modehopping-Messungen an (Al,In)GaN Laserdioden gezeigt und es wird die theoretische Abhängigkeit der Modehopping-Frequenz von verschiedenen Faktoren wie Strom oder Antiguiding-Faktor diskutiert. So erwartet man mit steigendem Strom einen Anstieg der Modehopping-Frequenz, da die Stärke der Kopplung zwischen unterschiedlichen FP-Moden mit steigender Photonenanzahl zunimmt, wie man anhand von Gleichung (2.5) erkennen kann. Der Parameter  $H_{pq}$ , welcher die asymmetrische Sättigung beschreibt, ist selbst unabhängig vom Strom. Wie man Gleichung (2.11) entnehmen kann, ist  $H_{pq}$  allerdings direkt proportional zum Antiguiding-Faktor  $\mathcal{R}$ , welcher in Kapitel 1.2.2 eingeführt wurde. Diese Abhängigkeit bewirkt, dass die Modehopping-Frequenz umso höher ist je größer der Antiguiding-Faktor  $\mathcal{R}$  ist. Für Werte von etwa  $\mathcal{R} \leq 1,8$  prognostiziert das verwendete Modell, dass kein Modehopping auftritt.

In diesem Abschnitt konnte also das Modehopping-Phänomen an (Al,In)GaN Laserdioden experimentell nachgewiesen werden und in seinen Grundzügen theoretisch reproduziert werden. Sowohl die Modehopping-Frequenz als auch die Reihenfolge der zeitlichen Intensitätsschwankungen der einzelnen FP-Moden zeigt eine gute Übereinstimmung zwischen Experiment und Simulation. Dies lässt darauf schließen, dass der aus anderen Materialsystemen bekannte Effekt der asymmetrischen Sättigung, der für das Modehopping-Phänomen verantwortlich ist, ebenso in (Al,In)GaN Laserdioden auftritt. Bei der Anwendung dieses Simulationsmodells müssen allerdings die für (Al,In)GaN Laserdioden charakteristischen Eigenschaften wie zum Beispiel die Verstärkungs-Fluktuationen oder der große Antiguiding-Faktor berücksichtigt werden, um eine gute Übereinstimmung zwischen Experiment und Simulation zu erzielen.

### 3. Transversale Wellenführung

In diesem Kapitel soll die Führung der Lasermode in der Diode in transversaler Richtung diskutiert werden. Diese wird durch den epitaktischen Schichtaufbau realisiert. Beim Design des Wellenleiters müssen jedoch zahlreiche Aspekte berücksichtigt werden, um die optische Mode möglichst verlustfrei im Wellenleiter zu führen und gleichzeitig die elektro-optischen Eigenschaften nicht zu beeinträchtigen. Ist die Wellenführung unzureichend, kann Licht der Lasermode in das Substrat koppeln und dort propagieren. Dieser Teil der Lasermode geht praktisch verloren, was sowohl eine verschlechterte Effizienz als auch Strahlqualität des Bauteils zur Folge hat. Man spricht dann von Substratmoden.

Diese Problematik ist bei (Al,In)Ga<sub>N</sub> Laserdioden gut bekannt und wird im ersten Abschnitt dieses Kapitels allgemein diskutiert. Danach werden Nahfeldmessungen gezeigt, in denen Substratmoden direkt als stehende Wellen im Substrat identifiziert werden können. Abschließend wird mit Hilfe eines einfachen Modells der effektive Brechungsindex  $n_{\text{eff}}$  der Lasermode aus der Periodizität der stehenden Welle im Substrat abgeschätzt.

Ergebnisse aus diesem Kapitel wurden bereits teilweise in [Brau07] veröffentlicht.

### 3.1. Substratmoden-Problematik

Wie bereits in Kapitel 1.4 beschrieben wurde, wird in (Al,In)GaN Laserdioden die transversale Wellenführung durch einen Wellenleiter aus GaN realisiert, der die aktive Zone einschließt und von AlGaIn-Mantelschichten begrenzt wird. Beim Design dieser Schichten müssen zahlreiche Aspekte berücksichtigt werden:

Zum Einen soll die geführte Mode einen möglichst großen Überlapp mit der aktiven Zone haben. Deren Dicke in (Al,In)GaN Laserdioden ist allerdings beschränkt. Wächst man nämlich die einzelnen InGaIn-Quantentröge dicker als wenige Nanometer, so ist aufgrund der darin vorherrschenden piezoelektrischen Felder der Überlapp zwischen den Wellenfunktionen von Elektronen und Löchern und somit die Rekombinationsrate äußerst gering. Außerdem kann die Anzahl der Quantentröge nicht beliebig gesteigert werden, da die Löcher aufgrund ihrer hohen Masse in GaN nur die der  $p$ -Seite nächstgelegenen Quantentröge erreichen. Somit kann die Dicke des Wellenleiters nicht ohne Abstriche beim Füllfaktor  $\Gamma$  vergrößert werden. Ein dünner Wellenleiter führt aber andererseits zu einer hohen Leistungsdichte in der Diode und zu einem hohen transversalen Divergenzwinkel im Fernfeld. Hier muss also je nach Anwendung ein Kompromiss gefunden werden. Diese Problematik wird auch weiter unten in Abschnitt 4.1 im Zusammenhang mit einer Erhöhung der optischen Ausgangsleistung diskutiert.

Zum Anderen soll die optische Mode natürlich möglichst verlustfrei im Wellenleiter geführt werden. Daher wird versucht, mögliche Streu- oder Absorptionszentren zu vermeiden. Der negative Einfluss von Defekten auf die Lasermode wurde bereits in Abschnitt 2.2 diskutiert. Außerdem ist bekannt, dass die zur  $p$ -Dotierung verwendeten Magnesiumatome nicht nur als Zentren nichtstrahlender Rekombination fungieren [Schi08a], sondern auch die Absorption im Wellenleiter und somit die internen Verluste  $\alpha_{\text{int}}$  erhöhen [Kura02]. Da bei guter Kristallqualität die Dicke des  $p$ -Spacers, also der Abstand der  $p$ -Dotierung zu den InGaIn-Quantentrögen, vergrößert werden kann [Schi08b], erweist sich möglichst defektfreies Wachstum in dieser Hinsicht als mehrfach nützlich.

Ein Hauptproblem bei der Wellenführung stellt der schwache Brechungsindexkontrast zwischen den AlGaIn-Mantelschichten und dem GaN-Wellenleiter dar, wodurch es zur Ausbildung von Substratmoden kommen kann. Diese Problematik bei (Al,In)GaN Laserdioden ist gut bekannt und wird zum Beispiel in [Lain07] oder [Schw07c] ausführlich diskutiert. Oft spricht man in diesem Zusammenhang auch von *ghost modes* [Smol05]. Bei unzureichender Dicke der  $n$ -Mantelschicht tunnelt ein Teil der optischen Mode in das Substrat und propagiert dort, sofern der Brechungsindex des Substrats größer als der effektive Brechungsindex  $n_{\text{eff}}$  der Lasermode ist. Dies ist für die Substratmaterialien GaN ( $n_{\text{GaIn}} \approx 2,515$ ) und SiC ( $n_{\text{SiC}} \approx 2,75$ ) erfüllt. Saphir hat dagegen einen niedrigen Brechungsindex von etwa 1,76. Jedoch werden für Laserdioden-Strukturen auf Saphir

zur Defektreduzierung meist Pufferschichten aus GaN verwendet, welche ebenso als parasitäre Wellenleiter fungieren können.

Bei Proben auf GaN-Substrat wird dieser Teil der Mode im Substrat geführt und bildet dort durch Reflexion an der Unterseite des Substrats eine stehende Welle in transversaler Richtung. Abbildung 3.1 ist aus [Lain07] entnommen und zeigt eine 2-D-Simulation (in der  $x$ - $y$ -Ebene) dieses Sachverhalts: Das Interferenzmuster im Substrat ist klar zu erkennen.

Details über das verwendete Simulationsmodell findet man auch in [Witz07]. Wichtig ist hierbei, dass diesen Simulationen eine Probenstruktur zugrunde liegt, wie sie die Laserdioden besitzen, die für die Messungen in Abschnitt 3.2 verwendet wurden. Somit sind diese Messungen mit der in Abb. 3.1 gezeigten Simulation direkt vergleichbar. Ebenso können mit diesem Simulationsmodell periodische Oszillationen in Verstärkungsspektren, die an Laserdioden mit Substratmoden gemessen wurden, reproduziert werden [Lain07].

Die im GaN-Substrat geführte Mode wird außerdem unter einem schrägen Winkel über die Facette ausgekoppelt und führt zu Seitenkeulen im transversalen Fernfeld, wodurch neben der Effizienz auch die Strahlqualität des Lasers beeinträchtigt wird. Die gestrichelte Kurve in Abb. 3.2(a) zeigt eine solche Fernfeldmessung mit einem ausgeprägten Peak bei ca.  $-20^\circ$ , die von einer Laserdiode auf GaN-Substrat mit unzureichend dickem  $n$ -Wellenleiter stammt. Der Winkel, unter dem diese Seitenkeule auftritt, variiert von Probe zu Probe in einem gewissen Rahmen, da er vom Verhältnis von  $n_{\text{GaN}}$  zu  $n_{\text{eff}}$  abhängt. Dies wird im Detail in Abschnitt 3.3 diskutiert. Für Laserdioden auf SiC-Substrat ergibt sich eine etwas andere Sachlage. Aufgrund des relativ niedrigen Brechungsindex von SiC im Vergleich zum effektiven Brechungsindex  $n_{\text{eff}}$  ist der Propagationswinkel der Mode im Substrat so groß, dass die Mode aufgrund von Totalreflexion nicht über die Facette ausgekoppelt werden kann. Somit sind bei Laserdioden auf SiC-Substrat im Fernfeld trotz vorhandener Substratmode keine Seitenkeulen zu erkennen.

Die Optimierung der  $n$ -Mantelschicht bei (Al,In)GaN Laserdioden ist also essentiell, um Substratmoden zu unterdrücken und somit sowohl die internen Verluste  $\alpha_{\text{int}}$  gering zu halten, als auch eine gute Strahlqualität in transversaler Richtung zu erreichen. Aber sowohl die Aluminiumkonzentration als auch die Dicke der AlGaIn-Mantelschicht

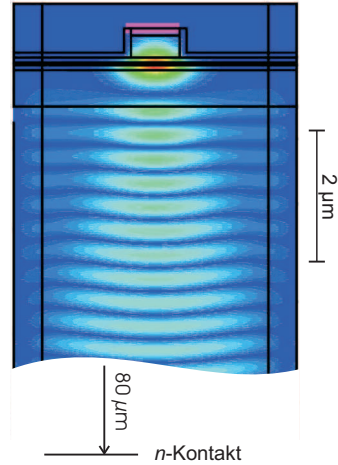


Abbildung 3.1.: Substratmoden in einer (Al,In)GaN Laserdiode auf GaN-Substrat. Ergebnis einer 2-D Simulation, entnommen aus [Lain07].

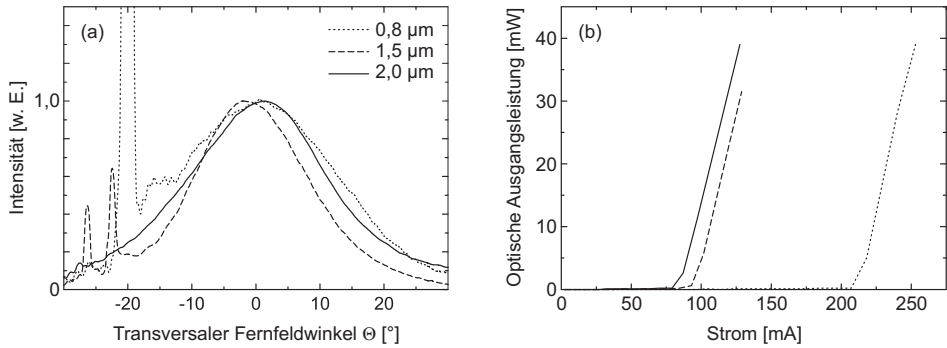


Abbildung 3.2.: (a) Fernfeld-Messung an Proben mit unterschiedlich dicker  $n$ -Mantelschicht. Die Seitenkeulen bei ca.  $-20^\circ$  stammen, wenn vorhanden, von Substratmoden. (b) Dazu gehörige  $I$ - $P_{\text{opt}}$ -Kennlinien der selben Proben. Durch die Unterdrückung der Substratmoden kann eine deutliche Reduzierung des Schwellstroms erreicht werden. Beide Abbildungen sind entnommen aus [Lain07].

kann nicht beliebig erhöht werden, ohne Wachstumsprobleme in Kauf zu nehmen. Mit zunehmendem Aluminiumanteil treten verstärkt parasitäre Reaktionen während des Wachstums auf, daher wird typischerweise eine Aluminiumkonzentration von 5% verwendet [Schi08b]. Da AlGaIn eine kleinere Gitterkonstante als GaN besitzt, treten aufgrund von Verspannungen durch die Gitterfehlانpassung mit steigender AlGaIn-Schichtdicke Probleme mit Rissen auf. Um dieses Problem in den Griff zu bekommen, werden von manchen Gruppen alternative Strukturen als  $n$ -Mantelschicht verwendet, so zum Beispiel ein AlGaIn/GaN-Übergitter [Naka98b]. Auch die Verwendung von AlInN als Material für die  $n$ -Mantelschicht scheint verheißungsvoll, da durch das passende Verhältnis von Aluminium und Indium die Gitterkonstante an die von GaN angepasst werden kann und gleichzeitig ein beträchtlicher Brechungsindexkontrast erzielt wird [Sche08]. Osram-OS löst dieses Problem auf herkömmliche Weise. Durch Optimierung des Verspannungsmanagements können  $\text{Al}_{0,05}\text{Ga}_{0,95}\text{N}$ -Schichten mit ausreichender Dicke und Qualität gewachsen werden, um Substratmoden vollständig zu unterdrücken. Bei einer Laserwellenlänge von 405 nm sind bei einer Dicke der  $n$ -Mantelschicht von 2  $\mu\text{m}$  keine Anzeichen von Substratmoden mehr zu erkennen, wie die durchgezogene Linie in Abb. 3.2(a) zeigt.

Welch großen Einfluss diese Optimierung des Wellenleiters auf die optische Ausgangsleistung der Laserdiode hat, kann man Abb. 3.2(b) entnehmen. Durch die Unterdrückung der Substratmoden konnten die internen Verluste und somit der Schwellstrom erheblich reduziert werden. Eigenartigerweise ist allerdings in Abb. 3.2(b), welche aus [Lain07] entnommen wurde, keine Änderung der Steilheit  $\eta_{\text{diff}}$  zu erkennen, wie man sie nach Gleichung (1.45) bei einer Reduzierung der internen Verluste  $\alpha_{\text{int}}$



erwarten würde. Der Grund hierfür ist unbekannt. In [Schi08b] dagegen wird neben der Reduzierung des Schwellstroms auch eine Verbesserung der Steilheit  $\eta_{\text{diff}}$  mit steigender Dicke der  $n$ -Mantelschicht anhand einer umfangreichen Messreihe beschrieben.

Ein weiterer wichtiger Punkt ist, dass der Brechungsindex eine Funktion der Energie ist und somit der Brechungsindexkontrast zwischen GaN und AlGaIn mit steigender Laserwellenlänge kleiner wird. Nach der Formel von Laws [Laws01] beträgt der Unterschied im Brechungsindex zwischen GaN und  $\text{Al}_{0,05}\text{Ga}_{0,95}\text{N}$  bei 450 nm nur noch 0,039, während er bei 405 nm noch 0,053 beträgt. Somit muss die Dicke der  $n$ -Mantelschicht für Laserdioden im blauen Spektralbereich auf 3  $\mu\text{m}$  erhöht werden, um eine ausreichende Wellenführung zu gewährleisten [Stra08b]. Will man noch weiter in den langwelligen Bereich vordringen, muss das Design des Wellenleiters erneut angepasst werden.

Eine interessante Möglichkeit für die optische Wellenführung eröffnet sich in Laserdioden, die in einer nicht-polaren Kristallrichtung gewachsen werden. Durch die Abwesenheit piezoelektrischer Felder in den InGaIn-Quantentrögen können diese dicker gewachsen werden als in herkömmlichen Laserdioden, ohne dass der Überlapp der Elektron- und Loch-Wellenfunktionen dadurch beeinträchtigt wird. Da InGaIn einen relativ hohen Brechungsindex besitzt, gewährleisten die InGaIn-Quantentröge, ausreichende Anzahl und Dicke vorausgesetzt, die optische Wellenführung. Erste AlGaIn-freie Laserdioden wurden bereits hergestellt [Feez07, Farr07]. Beim Design dieser Strukturen müssen aber einige Dinge beachtet werden. Zum Einen muss sichergestellt werden, dass die Ladungsträger auf alle Quantentröge möglichst gleichmäßig verteilt sind, da sonst Quantentröge, in denen die Ladungsträgerdichte unter der Transparenzladungsträgerdichte liegt, das Licht absorbieren anstatt zu verstärken. Zum Anderen muss man die ladungsträgerinduzierte Brechungsindexänderung in Betracht ziehen. Eine hohe Ladungsträgerdichte in den Quantentrögen führt zu einer Erniedrigung des Brechungsindex und somit zu einer schlechteren Wellenführung. Somit ist also auch bei dieser Methode Sorgfalt geboten, jedoch kann meiner Meinung nach dieser Freiheitsgrad, in nicht-polaren Strukturen dickere InGaIn-Schichten verwenden zu können, eine wichtige Rolle bei der Realisierung langwelliger (Al,In)GaIn Laserdioden spielen.

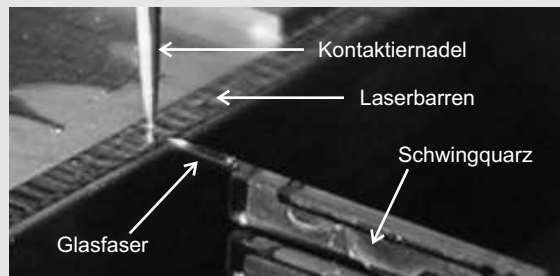
## 3.2. Direkter Nachweis von Substratmoden

In diesem Abschnitt wird die Beobachtung von Substratmoden in (Al,In)GaN Laserdioden auf GaN-Substrat mithilfe eines optischen Nahfeldmikroskops (SNOM<sup>1</sup>) gezeigt. Dies ist der wohl direkteste Nachweis der Existenz von Substratmoden. Außerdem bestätigen die Messergebnisse die im vorhergehenden Abschnitt aufgeführten indirekten Nachweismethoden und Simulationen. Die verwendete Messmethode wird im folgenden Einschub kurz vorgestellt.

### Einschub 4: SNOM

Bei dieser experimentellen Methode wird die Oberfläche der zu untersuchenden Probe mit der Spitze einer Glasfaser im Abstand von einigen 10 nm abgerastert und das optische Signal an jeder Stelle des Scans detektiert. In den in dieser Arbeit vorgestellten Messungen stellt die Facette von elektrisch gepumpten Laserdioden diese Oberfläche dar. Das durch die Faser aufgenommene optische Signal wird dann mit Hilfe eines Photomultipliers oder eines Spektrometers zeitlich bzw. spektral analysiert.

Die Abstandsregelung erfolgt mit Hilfe eines Schwingquarzes, auf dem die Glasfaser aufgeklebt ist. Als Regelgröße dient die Dämpfung dieser Schwingung aufgrund der Wechselwirkung zwischen Faserspitze und Probenoberfläche. Details über die Herstellung der Glasfaserpitzen und die Abstandsregelung können in [Mink07] nachgeschlagen werden.



Der große Vorteil dieser Methode liegt in der hohen erreichbaren räumlichen Auflösung von unter 100 nm, begrenzt durch die Apertur der Faserspitze. Eine weitere Besonderheit ist, dass man aufgrund des geringen Abstands zwischen Faser und Probe auch Licht detektieren kann, das sich in der Probe befindet und als evaneszente Welle die Faser erreicht. Dahingegen kann mit abbildenden Methoden nur Licht detektiert werden, das die Probe als propagierende Welle verlässt.

Das für die in dieser Arbeit gezeigten Messungen verwendete SNOM wurde größtenteils von M. Pindl aufgebaut [Pind05]. Üblicherweise verwenden wir diese Methode, um die optische Mode im Wellenleiter von (Al,In)GaN Laserdioden zu untersuchen [Schw06, Scho07]. Dazu wird die Laserfacette im Bereich des Wellenleiters abgerastert. Ebenso kann damit die Propagation der Lasermode im freien Raum untersucht werden [Schw05b].

<sup>1</sup>SNOM: *scanning near-field optical microscope*

Rastert man mit dieser Methode die gespaltene Facette der Laserdiode im Bereich unterhalb des Wellenleiters ab, so kann bei Proben mit Substratmoden die stehende Welle im Substrat direkt beobachtet werden. Abbildung 3.3(b) zeigt eine solche Messung. Zur Veranschaulichung des Messbereichs ist die Messung in eine maßstabsgetreue Skizze einer Laserdioden-Struktur eingebettet. Abbildung 3.3(a) zeigt die dazugehörige Messung der Lasermode im Wellenleiter.

Da die Intensität der Lasermode um Größenordnungen höher ist als die der Substratmode, wurden die Farbskalen der beiden Messungen in Abb. 3.3 unabhängig voneinander skaliert. Die entsprechenden Messungen wurden an Probe 4 bei einem Strom von  $I = 1,85 I_{th}$  durchgeführt. Es handelt sich hierbei um eine Laserdiode auf GaN-Substrat mit einer Wellenlänge von  $\lambda = 405 \text{ nm}$ . Die Dicke der  $n$ -Mantelschicht beträgt allerdings lediglich  $550 \text{ nm}$ . Das Wellenleiterdesign war bei dieser Probe also noch nicht optimiert, so dass das Auftreten von Substratmoden erwartet werden kann. Da die untersuchte Laserdiode in Barrenform vorlag, wurde sie mit ca.  $500 \text{ ns}$  langen Pulsen bei einem niedrigen Tastverhältnis von 1:1000 betrieben, um zu vermeiden, dass sich die Diode zu stark aufheizt.

In der Substratmodenmessung in Abb. 3.3(b) kann man eindeutig die Oszillationen einer stehenden Welle im Substrat erkennen. Sowohl die Form als auch die Periodizität des Musters sind in guter Übereinstimmung mit der in Abb. 3.1 gezeigten Simulation. Durch die Temperaturänderung während des Pulses verschiebt sich das Muster der stehenden Wellen in  $y$ -Richtung, wie zu Ende des folgenden Kapitels gezeigt wird. In einer zeitlich integrierten Messung des optischen Signals ist somit keine stehende Welle zu erkennen. Deshalb wurde für die in Abb. 3.3(b) gezeigte Messung das Signal von jedem Messpunkt jeweils nur über ein kurzes Zeitfenster integriert, es handelt sich also quasi um ein rekonstruiertes Standbild.

Analoge Messungen wurden für mehrere Laserdioden durchgeführt, welche sich alle auf demselben Barren befanden. D. h. diese Dioden besitzen nominell denselben epitaktischen Aufbau und wurden identisch prozessiert. Sie unterscheiden sich einzig in

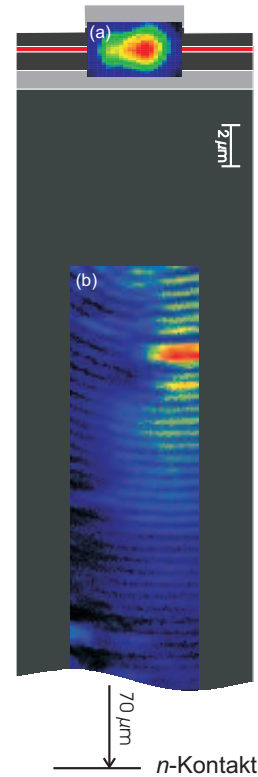


Abbildung 3.3.: SNOM-Messungen der Lasermode im Wellenleiter (a) bzw. der Substratmode (b). Die Messbereiche sind maßstabsgetreu in der Skizze einer Laserdioden-Struktur abgebildet. Die Messungen wurden durchgeführt an Probe 4 bei einem Strom von  $I = 1,85 I_{th}$ .

ihrer Ridgebreite und natürlich in lokalen Schwankungen der Kristallqualität. Bei allen untersuchten Proben dieser Messreihe konnte Licht im Substrat detektiert werden, aber das periodische Muster einer stehenden Welle war nur bei einigen Laserdioden klar zu erkennen. Dies könnte daran liegen dass zum Beispiel durch die Rauigkeit der Substratunterseite das Licht nicht ausreichend gut reflektiert wird und sich somit keine stehende Welle bilden kann.

Abbildung 3.4 zeigt neben einem Ausschnitt der bereits in Abb. 3.3(b) gezeigten Messung noch Messungen an zwei weiteren Proben, bei denen ebenfalls deutliche Oszillationen im Substrat zu erkennen sind. Es handelt sich hierbei um Probe 5 und Probe 6. Die Messungen wurden jeweils bei etwa 1,5-fachem Schwellstrom durchgeführt. Bei Probe 4 weist die stehende Welle 34 Perioden im Messbereich von  $20\text{ }\mu\text{m}$  auf. Dies entspricht einer Wellenlänge  $\lambda_{\perp} \approx 1,18\text{ }\mu\text{m}$ . Für Probe 5 und Probe 6 ergeben sich Werte von  $\lambda_{\perp} \approx 2,05\text{ }\mu\text{m}$  bzw.  $\lambda_{\perp} \approx 3,64\text{ }\mu\text{m}$ . An Probe 4 wurden außerdem Messungen bei 1,2- und 1,5-fachem Schwellstrom durchgeführt. Diese Messungen zeigen ein sehr ähnliches Verhalten wie die in Abb. 3.4(a) gezeigte Messung bei 1,85-fachem Schwellstrom. Die Wellenlänge  $\lambda_{\perp}$  der stehenden Welle ist im Rahmen der Messgenauigkeit unverändert.

Da also eine starke Stromabhängigkeit von  $\lambda_{\perp}$  ausgeschlossen werden kann, stellt sich natürlich die Frage, worin die Ursache für den großen Unterschied in  $\lambda_{\perp}$  zwischen den einzelnen Proben mit nominell gleicher Wellenleiterstruktur liegt. Dies soll im folgenden Abschnitt diskutiert werden.

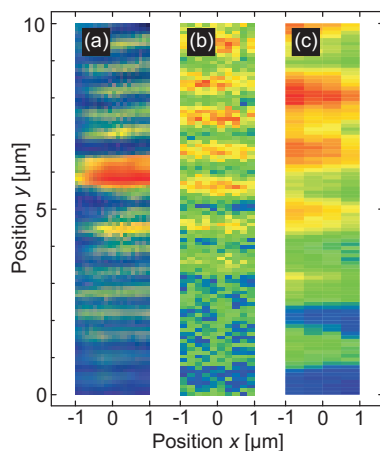


Abbildung 3.4.: SNOM-Messung der stehenden Welle im Substrat an Probe 4 (a), Probe 5 (b) und Probe 6 (c).

### 3.3. Rückschluss auf den effektiven Brechungsindex

Wie bereits angesprochen, entsteht eine Substratmode dadurch, dass Licht aus dem Wellenleiter in das Substrat tunnelt. Der Winkel, unter dem es dort propagiert, hängt vom effektiven Brechungsindex  $n_{\text{eff}}$  der Lasermode und vom Brechungsindex des Substrats ab. Im allgemeinen ist der exakte Wert des effektiven Brechungsindex  $n_{\text{eff}}$  schwer zu bestimmen, da er wie in Abschnitt 1.4 erläutert vom Überlapp der Lasermode mit den verschiedenen Schichten im Wellenleiter abhängt, deren Brechungsindex selbst oft nicht exakt bekannt ist bzw. durch die Ladungsträgerdichte und thermische

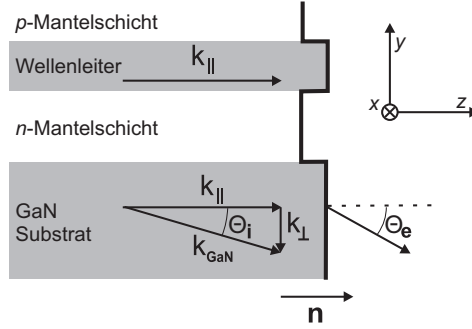


Abbildung 3.5.: Schematische Darstellung der  $\mathbf{k}$ -Vektoren im Wellenleiter und im Substrat. Die Skalierungen sind nicht maßstabsgetreu. Die Komponente  $k_{\perp}$  definiert die Wellenlänge  $\lambda_{\perp}$  der Oszillationen im Substrat.

Effekte beeinflusst wird. Ist jedoch der Brechungsindex des GaN-Substrats  $n_{\text{GaN}}$  sowie der Propagationswinkel  $\Theta_i$  der stehenden Welle im Substrat bekannt, so können hieraus Rückschlüsse auf den Wert des effektiven Brechungsindex  $n_{\text{eff}}$  gezogen werden.

Zu diesem Zweck wird im Folgenden anhand der  $\mathbf{k}$ -Vektoren von Lasermode und Substratmode der Zusammenhang zwischen den Größen  $\Theta_i$ ,  $\lambda_{\perp}$ ,  $n_{\text{GaN}}$  und  $n_{\text{eff}}$  erläutert. Abbildung 3.5 zeigt eine Skizze der relevanten Größen.

Der Wellenvektor  $\mathbf{k}$  ist in den verschiedenen Schichten der Laserdiode durch den Brechungsindex  $n$  der jeweiligen Schicht gegeben und kann in die Komponenten  $\mathbf{k}_{\parallel}$  parallel zur  $z$ -Richtung und  $\mathbf{k}_{\perp}$  senkrecht dazu zerlegt werden. So gilt beispielsweise im GaN-Substrat

$$|\mathbf{k}_{\text{GaN}}| = |\mathbf{k}| n_{\text{GaN}} = \frac{2\pi n_{\text{GaN}}}{\lambda}, \quad (3.1)$$

wobei  $\mathbf{k}$  und  $\lambda$  den Wellenvektor bzw. die Wellenlänge der Lasermode außerhalb der Diode bezeichnen.

Für eine geführte Lasermode im Wellenleiter mit effektivem Brechungsindex  $n_{\text{eff}}$  zeigt der Wellenvektor in  $z$ -Richtung und ist somit identisch mit  $\mathbf{k}_{\parallel}$ :

$$|\mathbf{k}_{\parallel}| = |\mathbf{k}| n_{\text{eff}} = \frac{2\pi n_{\text{eff}}}{\lambda}. \quad (3.2)$$

$\mathbf{k}_{\parallel}$  ist per Definition in allen Schichten, in denen die Welle propagiert und somit auch im GaN-Substrat, konstant.

Die Komponente  $\mathbf{k}_{\perp}$  des Wellenvektors im GaN-Substrat kann aus den SNOM-Messungen bestimmt werden, indem man die Wellenlänge  $\lambda_{\perp}$  der stehenden Welle im Substrat abliest:

$$|\mathbf{k}_{\perp}| = \frac{2\pi}{\lambda_{\perp}} \quad (3.3)$$

Somit kann der Winkel der propagierenden Substratmode im GaN-Substrat  $\Theta_i$  einfach aus den Komponenten des Wellenvektors berechnet werden:

$$|\mathbf{k}_{\parallel}| = |\mathbf{k}_{\text{GaN}}| \cos \Theta_i \quad \text{und} \quad |\mathbf{k}_{\perp}| = |\mathbf{k}_{\text{GaN}}| \sin \Theta_i. \quad (3.4)$$

Mithilfe des Snelliusschen Brechungsgesetzes kann dann schließlich der Propagationswinkel  $\Theta_e$  der Substratmode außerhalb der Probe berechnet werden:

$$\sin \Theta_e = n_{\text{GaN}} \sin \Theta_i \quad (3.5)$$

Dieser Winkel  $\Theta_e$  entspricht der bereits angesprochenen Seitenkeule im Fernfeld.

Dieses einfache Modell soll nun zur Auswertung und Diskussion der drei in Abb. 3.4 gezeigten Nahfeldmessungen herangezogen werden. Die Wellenlänge  $\lambda_{\perp}$  der Oszillationen im Substrat wird aus den Messungen bestimmt und für den Brechungsindex des GaN-Substrats  $n_{\text{GaN}}$  wird ein Wert von 2,515 angenommen. Mithilfe der Gleichungen (3.1) bis (3.5) lassen sich dann daraus jeweils die Winkel  $\Theta_i$  und  $\Theta_e$  sowie der effektive Brechungsindex  $n_{\text{eff}}$  der Lasermode im Wellenleiter berechnen. Die Ergebnisse dieser einfachen Abschätzung sind in Tabelle 3.1 aufgelistet. Die berechneten Werte für  $\Theta_e$  sind in recht guter Übereinstimmung mit den in Fernfeldmessungen beobachteten Seitenkeulen, welche an Dioden mit ähnlicher Struktur durchgeführt wurden. In Abb. 3.2(a) zum Beispiel liegen die Seitenkeulen bei etwa  $20^\circ$ .

Da der Winkel  $\Theta_i$  klein ist und  $\mathbf{k}_{\perp} = \mathbf{k} - \mathbf{k}_{\parallel}$  somit die Differenz zweier sehr ähnlicher Größen ist, hängt der Wert von  $\mathbf{k}_{\perp}$  und somit auch  $\lambda_{\perp}$  sehr stark vom effektivem Brechungsindex  $n_{\text{eff}}$  ab. Folgende Gleichung, die aus den obigen Gleichungen einfach hergeleitet werden kann, beschreibt den Zusammenhang zwischen  $n_{\text{eff}}$  und  $\lambda_{\perp}$  direkt:

$$n_{\text{eff}} = \frac{1}{|\mathbf{k}|} \sqrt{|\mathbf{k}_{\text{GaN}}|^2 - \left(\frac{2\pi}{\lambda_{\perp}}\right)^2} \quad (3.6)$$

Diese Abhängigkeit  $n_{\text{eff}}(\lambda_{\perp})$  ist in Abb. 3.6 zusammen mit den in Tabelle 3.1 aufgeführten Messdaten dargestellt. Wie man deutlich erkennen kann, reichen kleine Änderungen im effektiven Brechungsindex aus, um beträchtliche Änderungen der Periodizität

Probe	$\lambda_{\perp} [\mu\text{m}]$	$\Theta_i$	$\Theta_e$	$n_{\text{eff}}$
Probe 4	1.18	$7.9^\circ$	$20.1^\circ$	2.491
Probe 5	2.05	$4.5^\circ$	$11.4^\circ$	2.507
Probe 6	3.64	$2.5^\circ$	$6.4^\circ$	2.512

Tabelle 3.1.: Gemessene Werte  $\lambda_{\perp}$  der stehenden Welle im GaN-Substrat für die drei untersuchten Proben. Daraus wurden jeweils Werte für  $\Theta_i$ ,  $\Theta_e$  und  $n_{\text{eff}}$  berechnet.

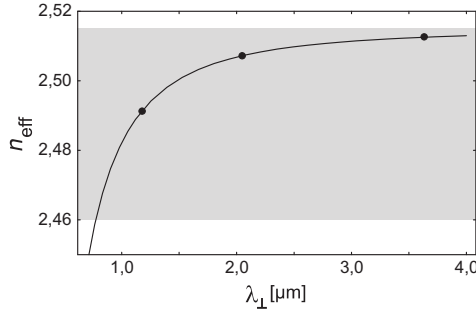


Abbildung 3.6.: Die durchgezogene Linie zeigt den effektiven Brechungsindex  $n_{\text{eff}}$  der Laser-mode als Funktion der Wellenlänge  $\lambda_{\perp}$  der Substratoszillationen nach Gleichung (3.6). Die Punkte entsprechen den in Tabelle 3.1 aufgeführten Messwerten. Der graue Schattierung markiert den Bereich möglicher  $n_{\text{eff}}$ -Werte gebundener Moden.

der stehenden Welle im Substrat hervorzurufen. Diese angesprochenen kleinen Variationen von  $n_{\text{eff}}$  können beispielsweise durch leichte Variationen in der Zusammensetzung des Wellenleiters von Probe zu Probe sowie durch unterschiedliche Ridgebreiten bedingt sein.

Analoge Nahfeldmessungen wurden auch für Laserdioden auf SiC-Substrat durchgeführt. Dort erwartet man aufgrund des niedrigen Brechungsindex von SiC eine wesentlich kleinere Wellenlänge  $\lambda_{\perp}$  der stehenden Welle im Substrat. Wie bereits erwähnt, können in diesem Fall Substratmoden aufgrund von Totalreflexion nicht aus dem SiC-Substrat ausgekoppelt werden und sind im Fernfeld somit nicht erkennbar. Mit einem SNOM können sie allerdings sichtbar gemacht werden, da mit dieser Methode auch evaneszente Wellen detektiert werden können. So konnte bei diesen Messungen auch erhebliche Intensität im Substrat unterhalb des Wellenleiters nachgewiesen werden, eine stehende Welle wurde allerdings bei keiner Laserdioden auf SiC-Substrat gefunden. Dies liegt vermutlich an der im Bereich der Laserwellenlänge relativ hohen Absorption von SiC.

Wie bereits angesprochen, kann man eine Verschiebung des Substratmodenmusters in transversaler Richtung während eines Pulses beobachten. Abbildung 3.7 zeigt das entsprechende Verhalten von Probe 4 bei einem Strom von  $1,85 I_{\text{th}}$ . Aufgetragen ist hierzu die zeitliche Entwicklung eines Schnittes in  $y$ -Richtung während eines 500 ns langen Pulses. Die Daten stammen aus dem gleichen Datensatz, der auch für Abb. 3.4(a) verwendet wurde. Man erkennt deutlich, dass sich das Muster der stehenden Welle während des Pulses in positive  $y$ -Richtung, also zum Wellenleiter hin, verschiebt. Generell ist diese Verschiebung durch eine leichte Vergrößerung der Wellenlänge  $\lambda_{\perp}$  zu erklären. Auch die Messungen bei 1,2- und 1,5-fachem Schwellstrom und die an

Probe 5 und Probe 6 wurden hinsichtlich ihrer zeitlichen Entwicklung ausgewertet. Hierbei zeigt sich, dass die Verschiebung sowohl mit steigendem Strom als auch mit steigendem  $\lambda_{\perp}$  zunimmt.

Diese Ergebnisse deuten darauf hin, dass die beobachtete Verschiebung durch die Erwärmung des Wellenleiters während des Pulses verursacht wird. Aufgrund der Temperaturabhängigkeit des Brechungsindex steigt  $n_{\text{eff}}$  während des Pulses. Wie man in Abb. 3.6 erkennen kann führt dies zu einer Vergrößerung von  $\lambda_{\perp}$  und somit zu der beobachteten Verschiebung. Ebenso erklärt der in Abb. 3.6 gezeigte Verlauf die Tendenz, dass bei vergleichbarer Temperaturänderung die Verschiebung und somit die Änderung von  $\lambda_{\perp}$  umso stärker ist, je größer  $\lambda_{\perp}$  schon von vornherein ist.

Auch die Zeitskala, auf der sich diese Verschiebung abspielt, deutet klar auf einen thermischen Ursprung hin. In Kapitel 5 wird darauf noch genauer eingegangen.

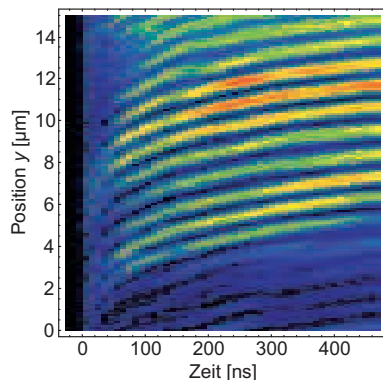


Abbildung 3.7.: Zeitliche Entwicklung der stehenden Welle im Substrat. Die Messung wurde durchgeführt an Probe 4 bei  $I = 1,85 I_{\text{th}}$ .



## 4. Laterale Moden und Filamente

Will man die optische Ausgangsleistung von einzelnen (Al,In)GaN Laserdioden deutlich über 100 mW erhöhen, ist eine Verbreiterung des Wellenleiters in lateraler Richtung unvermeidlich, da eine kritische Leistungsdichte im Wellenleiter nicht überschritten werden darf. Ab Ridgebreiten von etwa  $2,5\text{ }\mu\text{m}$  kommt es jedoch bedingt durch nichtlineare Effekte zur Ausbildung von Filamenten in der Lasermode. Weiter unten in Kapitel 6 wird dann gezeigt, dass diese Filamente zu sog. Supermoden koppeln, was einen erheblichen Einfluss auf die Strahlqualität mit sich bringt und deswegen auch für spätere Anwendungen von großem Interesse ist.

In diesem Kapitel werden zuerst die Besonderheiten von (Al,In)GaN Breitstreifenlasern allgemein erörtert und das Phänomen der Filamentierung qualitativ erklärt. Im zweiten Abschnitt wird dann eine Serie von Nahfeld-Messungen an Laserdioden mit unterschiedlichen Ridgebreiten gezeigt, anhand derer das Auftreten von Filamenten systematisch untersucht werden kann. Danach wird ein theoretisches Modell zur Berechnung der Lasermode in breiten Laserdioden präsentiert. Dieses basiert auf den in Kapitel 1.3 vorgestellten Ratengleichungen, jedoch werden nun thermische und ladungsträgerinduzierte Modifikationen des lateralen Brechungsindexprofils mit berücksichtigt. Die entsprechenden Simulationsergebnisse werden dann im abschließenden Abschnitt mit den experimentellen Beobachtungen verglichen und diskutiert.

Die in diesem Kapitel gezeigten Ergebnisse wurden bereits teilweise in [Scho08] und [Brau08a] veröffentlicht.

## 4.1. Filamentierung

Für Anwendungen wie zum Beispiel großflächige Laserprojektion werden optische Ausgangsleistungen im Bereich einiger Watt bei gleichzeitiger schneller Modulierbarkeit und guter Strahlqualität benötigt. Im blauen Spektralbereich sind (Al,In)GaN Laserdioden für die Realisierung solcher Lichtquellen der heißeste Kandidat, jedoch ist dafür noch einiges an Entwicklung und Optimierung nötig, während entsprechende Bauteile mit Ausgangsleistungen unter 100 mW für sogenannte Kleinst-Projektoren schon marktreif sind [Stra08a].

Im Folgenden werde ich zuerst allgemeine Punkte diskutieren, die bei der Erhöhung der Ausgangsleistung von (Al,In)GaN Laserdioden von Bedeutung sind, und dann detailliert auf das Phänomen der Filamentierung der Lasermode von (Al,In)GaN Breitstreifenlasern eingehen.

Die optische Leistungsdichte im Wellenleiter darf einen bestimmten kritischen Wert nicht überschreiten, da dies zu einer optisch induzierten thermischen Zerstörung der Facette führt. Diese Art der Zerstörung wird als COMD<sup>1</sup> bezeichnet. Um die Ausgangsleistung zu steigern und gleichzeitig die Leistungsdichte in Wellenleiter konstant zu halten, muss somit die Querschnittsfläche der Lasermode in der  $x$ - $y$ -Ebene erhöht werden. Der übliche Weg, dies zu realisieren, ist eine Verbreiterung des Wellenleiters in lateraler Richtung. Sowohl Sony [Goto03, Ohta07], Unipress [Skie06, Swie07], Nichia [Nich08a] als auch OSRAM-OS [Rumb05] entwickeln solche Breitstreifenlaser. Von OSRAM-OS wurde kürzliche eine (Al,In)GaN Laserdiode mit einem 20  $\mu\text{m}$  breiten Wellenleiter vorgestellt, die eine optische Ausgangsleistung von über 8 W im gepulsten Betrieb erreicht [Brün09], was dem derzeitigen Rekord entspricht. Dazu wurde zusätzlich die Möglichkeit genutzt, die Lasermode in transversaler Richtung zu vergrößern, indem man die Dicke der wellenführenden Schichten ausdehnt. Wie bereits in Abschnitt 3.1 erläutert wurde, kann dies allerdings nicht ohne Abstriche beim Füllfaktor  $\Gamma$  realisiert werden. Durch den verringerten Füllfaktor sinkt die differentielle modale Verstärkung  $\frac{dg}{dN_{3d}}$ , und somit führt ein dickerer Wellenleiter nach Gleichung (1.39) unweigerlich zu einem höheren Schwellstrom  $I_{\text{th}}$ . Diese Einbuße kann jedoch bis zu einem bestimmten Grad in Kauf genommen werden, da für die Effizienz bei hohen Ausgangsleistungen die Steilheit  $\eta_{\text{diff}}$  der entscheidende Parameter ist und diese vom Füllfaktor  $\Gamma$  unabhängig ist, wie man in Gleichung (1.45) erkennen kann.

Ebenso muss die Wahl der Spiegelreflektivitäten sowie die Länge der Diode hinsichtlich der gewünschten Ausgangsleistung angepasst werden. So bietet es sich zum Beispiel an, die Auskoppelfacette mit einer AR<sup>2</sup>-Beschichtung zu versehen, somit die Reflektivität bis auf wenige Prozent herabzusetzen und damit die Spiegelverluste  $\alpha_{\text{m}}$  zu erhöhen.

<sup>1</sup>COMD: *catastrophic optical mirror damage*

<sup>2</sup>AR: *anti reflection*

Wie aus Gleichung (1.39) ersichtlich ist, steigt dadurch zwar die Schwelle, aber die nach Gleichung (1.45) gleichzeitig erhöhte Steilheit  $\eta_{\text{diff}}$  kann zu höheren Ausgangsleistungen bei hohen Strömen führen.

Ein Augenmerk muss bei der Realisierung von Laserdioden mit solch hoher Ausgangsleistung natürlich auf das Problem der Wärmeabfuhr gelegt werden, da bei einer optischen Ausgangsleistung von einigen Watt und einem Wirkungsgrad in der Größenordnung von 10% [Stra08a] eine erhebliche Heizleistung in das Bauteil eingebracht wird. Durch eine Montierung der Laserdioden mit der  $p$ -Seite direkt auf eine Wärmesenke aus Diamant und zusätzliche aktive Kühlung des Probenhalters kann diesem Problem entgegengewirkt werden. Ein ausführliche Abhandlung über das thermische Management von (Al,In)GaN Laserdioden findet sich in [Eich05a]. Außerdem wird in Kapitel 5 dieser Arbeit der Einfluss thermischer Effekte auf das Moden-Verhalten von Breistreifenlasern diskutiert.

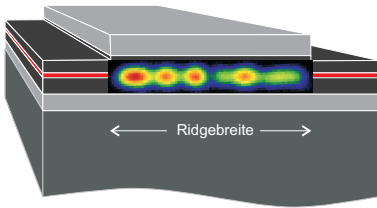


Abbildung 4.1.: Skizze eines (Al,In)GaN Breistreifenlasers. Die eingefügte Nahfeld-Messung an Probe 17 zeigt das typische Modenprofil einer Laserdiode mit einer Ridgebreite von  $10\ \mu\text{m}$ .

Das Hauptproblem, welches vor allem in Bezug auf mögliche zukünftige Anwendungen besteht, ist jedoch, dass (Al,In)GaN Laserdioden nur bis zur einer Ridgebreite von etwa  $2,5\ \mu\text{m}$  in der lateralen Grundmode betrieben werden können [Naka98a, Eich04, Scho08]. Aufgrund des hohen Antiguiding-Faktors  $\mathcal{R}$  im (Al,In)GaN Materialsystem, siehe Kapitel 1.2.2, kommt es bei (Al,In)GaN Breistreifenlasern zu einer Filamentierung der Lasermode, das heißt die Lasermode ist nicht homogen über die gesamte Ridgebreite verteilt sondern schnürt sich zu einzelnen Filamenten ein. Abbildung 4.1 zeigt, eingefügt in die Skizze eines (Al,In)GaN Breistreifenlasers, eine typische Nahfeld-Messung der Lasermode einer Laserdiode mit einer Ridgebreite von  $10\ \mu\text{m}$ . Die Filamentierung der Lasermode ist in Form einer inhomogenen Verteilung der optischen Intensität über die Laserfacette deutlich zu erkennen.

Das prinzipielle Phänomen der Filamentbildung bei (Al,In)GaN Breistreifenlasern und die dafür verantwortlichen physikalischen Effekte sind inzwischen wohlbekannt. Die starke Tendenz zur Ausbildung von Filamenten in (Al,In)GaN Laserdioden wurde bereits im Jahr 2000 von Chow *et al.* prognostiziert [Chow00, Chow01] und inzwischen in zahlreichen Publikationen experimentell bestätigt [Pind06, Swie07, Brau08b, Scho08]. Wie in Kapitel 1.4 gezeigt wurde, sind die möglichen Modenformen bei Ridge-Wellenleiter-Laserdioden prinzipiell durch den Aufbau des Wellenleiters genau festgelegt und können durch Lösen der entsprechenden Wellengleichung berechnet werden.

Vor allem aufgrund der hohen Lichtintensitäten in der Laserdioden kommen jedoch nichtlineare Effekte ins Spiel. Die Wechselwirkung zwischen der Photonendichte, dem lateralen Brechungsindexprofil des Wellenleiters, der Ladungsträgerdichte und thermischen Effekten führt zu einer Selbstfokussierung der optischen Lasermode, zur sog. Filamentierung. In diesem Zusammenhang spielen die ladungsträgerinduzierte Brechungsindexänderung, welche nach Gleichung (1.10) über den Antiguiding-Faktor  $\mathcal{R}$  mit der differentiellen Verstärkung verknüpft ist, sowie die laterale Ladungsträgerdiffusion in den Quantentrögen und das damit in Verbindung stehende räumliche Lochbrennen eine wichtige Rolle. Diese Mechanismen werden anhand eines Raten-gleichungsmodells in Abschnitt 4.3 detailliert erläutert.

Wie bereits angesprochen, hat die Filamentierung der Lasermode einen erheblichen Einfluss auf die Strahlqualität bzw. das Fernfeld der Laserdioden. Eine entscheidende Rolle spielt hierbei die räumliche Kohärenz der Lasermode, welche anhand der spektralen Zusammensetzung der Lasermode untersucht werden kann. Diese Thematik wird später in Kapitel 6 diskutiert.

## 4.2. Messungen zur Filamentierung

In diesem Abschnitt soll nun vorerst die spektrale Dimension vernachlässigt werden und das Auftreten von Filamenten anhand von Nahfeld-Messungen an Laserdioden mit verschiedenen Ridgebreiten systematisch untersucht werden. Die Messungen wurden mithilfe des optischen Nahfeldmikroskops (SNOM) durchgeführt, welches in Einschub 4 auf Seite 70 vorgestellt wurde und auch zum direkten Nachweis der Substratmoden verwendet wurde.

Bei den untersuchten Laserdioden handelt es sich um relativ alte Proben, welche noch auf SiC-Substraten gewachsen wurden und relativ hohe Schwellstromdichten im Bereich von etwa  $10 \text{ kA cm}^{-2}$  besitzen. Dieser hohe Wert ist unter anderem auf die hohen internen Verluste von etwa  $\alpha_{\text{int}} \approx 40 \text{ cm}^{-1}$  und die hohen Spiegelverluste von  $\alpha_{\text{m}} = 29,5$ , bedingt durch die unverspiegelten Facetten, zurückzuführen.

Da die untersuchten Laserdioden außerdem nur in Barrenform vorlagen, konnten sie aufgrund der dadurch bedingten schlechten Wärmeabfuhr nur gepulst betrieben werden, ohne sie durch Überhitzung zu zerstören. Durch ein niedriges Tastverhältnis in der Größenordnung von 0,1% und eine Pulslänge von etwa  $2 \mu\text{s}$  kann zwar eine globale Erwärmung des Laserbarrens verhindert werden, allerdings ändert sich die Wellenleiter-Temperatur der untersuchten Laserdioden während eines Pulses erheblich. Die dadurch verursachten Auswirkungen auf das Verhalten der Lasermode werden in Kapitel 5 ausführlich diskutiert.

An dieser Stelle soll diese thermisch bedingte Dynamik jedoch vorerst außer Acht

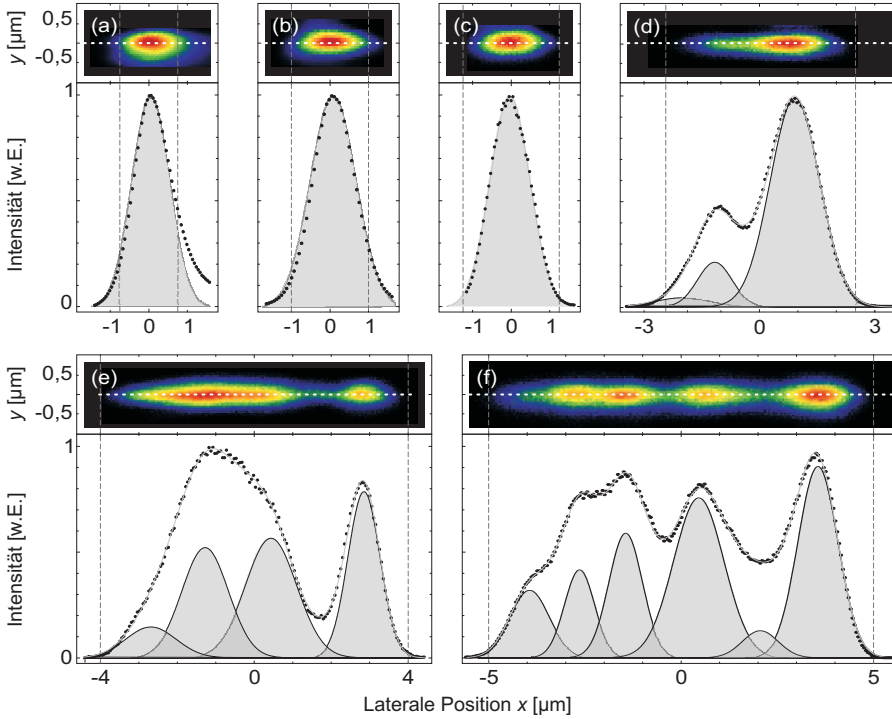


Abbildung 4.2.: Nahfeld-Messungen der Lasermode von Probe 7 bis Probe 12, der Strom betrug jeweils  $I = 1,5I_{th}$ . Die entsprechenden Ridgebreiten der Proben betragen 1,5(a), 2,0(b), 2,5(c), 5,0(d), 8,0(e) und 10,0  $\mu\text{m}$ (f). Die vermutete Position des Wellenleiters ist jeweils durch die grau gestrichelten Linien markiert. Die oberen Teile der einzelnen Abbildungen zeigen jeweils eine zweidimensionale Aufnahme der Intensitätsverteilung auf der Facette. Die schwarzen Punkte im unteren Teil stellen jeweils das aus den zweidimensionalen Aufnahmen extrahierte laterale Intensitätsprofil dar. Die graue Linie zeigt jeweils das rekonstruierte Intensitätsprofil, welches durch eine Überlagerung von einzelnen fundamentalen Gauß-Kurven (graue Flächen) erzeugt wurde. Während bei Ridgebreiten von bis zu 2,5  $\mu\text{m}$  die fundamentale Mode vorherrscht, kommt es bei größeren Ridgebreiten offensichtlich zur Filamentierung.

gelassen werden, vielmehr wird die Tatsache ausgenutzt, dass sich nach etwa 1  $\mu\text{s}$  jeweils ein weitestgehend stabiler Zustand einstellt. Betrachtet man also nur ein kurzes Zeitfenster am Pulsende in der Größenordnung von etwa 100 ns, so entspricht dies zumindest näherungsweise dem Zustand im *cw*-Betrieb.

Um die einzelnen Messungen an Laserdioden mit unterschiedlichen Ridgebreiten möglichst gut vergleichen zu können, werden hier Messungen gezeigt, die vom selben Wafer stammen und vergleichbare Schwellstromdichten besitzen. Es handelt sich dabei um Probe 7 bis Probe 12 mit unterschiedlichen Ridgebreiten von 1,5  $\mu\text{m}$  bis 10  $\mu\text{m}$ . Die entsprechenden Messungen, die an diesen Proben durchgeführt wurden, sind in Abb. 4.2 zu sehen. Der Strom betrug jeweils  $I = 1,5I_{th}$ .

Während in transversaler Richtung alle Proben ein einheitliches, weitestgehend Gaußförmiges Profil mit einer Halbwertsbreite von etwa  $0,5\text{ }\mu\text{m}$  aufweisen, zeigt sich im lateralen Modenprofil eine deutliche Abhängigkeit von der Ridgebreite. Während bei den Laserdioden mit Ridgebreiten bis zu  $2,5\text{ }\mu\text{m}$ , zu sehen in Abb. 4.2(a-c), auch in lateraler Richtung die fundamentale Mode vorherrscht, zeigt sich bei den Proben mit Ridgebreiten von  $5\text{ }\mu\text{m}$  bis  $10\text{ }\mu\text{m}$ , Abb. 4.2(d-f), ein stark inhomogenes laterales Intensitätsprofil. Vergleicht man die gemessenen Modenprofile mit den in Abb. 1.10 gezeigten simulierten Moden, so erkennt man, dass es sich bei der Messung nicht um gewöhnliche Moden höherer Ordnung, sondern um Filamente handelt.

Die in Abb. 4.2 gezeigten Messungen stellen repräsentative Ergebnisse dar. Zwar variiert die exakte Form der optischen Mode von Probe zu Probe, selbst wenn diese nominell die identische Struktur besitzen. Die qualitative Form ist jedoch jeweils den hier gezeigten Messungen sehr ähnlich. Die Modenform einer bestimmten Probe ist dabei allerdings absolut charakteristisch und reproduzierbar.

Die Intensitätsprofile in Abb. 4.2 lassen sich jeweils gut durch eine einzige fundamentale Gauß-Mode (a-c) bzw. durch eine Überlagerung mehrerer fundamentaler Gauß-Moden (d-f), welche die einzelnen Filamente repräsentieren, darstellen. Die Halbwertsbreite der einzelnen Filamente beträgt dabei in aller Regel zwischen  $1\text{ }\mu\text{m}$  und  $1,5\text{ }\mu\text{m}$ . Dieser Wert ist etwas geringer, als der Wert von  $1,9\text{ }\mu\text{m}$ , der von Chow *et al.* für die Breite von Filamenten in ähnlichen (Al,In)GaN Laser-Strukturen berechnet wurde [Chow00, Chow01].

Die beobachtete Halbwertsbreite der einzelnen Filamente ist dabei unabhängig von der jeweiligen Ridgebreite, einzig die Anzahl der Filamente ändert sich mit der Ridgebreite. So lässt sich das laterale Intensitätsprofil der Messung an Probe 10, zu sehen in Abb. 4.2(d) gut durch drei Filamente fitten, für die Rekonstruktion der entsprechenden Messungen an Probe 11 und Probe 12 werden vier bzw. sechs Filamente benötigt. An denselben Proben wurden auch Messungen bei anderen Strömen durchgeführt. Diese zeigen qualitativ ein sehr ähnliches Verhalten bezüglich der Breite und Anzahl der Filamente bei den jeweiligen Ridgebreiten. Diese Messungen sind in der Diplomarbeit von D. Scholz [Scho07] gezeigt.

In Kapitel 6 der hier vorliegenden Arbeit wird dann zusätzlich die spektrale Zusammensetzung der Lasermode analysiert. Auf diese Weise lassen sich einzelne Filamente eindeutig unterscheiden, auch wenn diese räumlich überlappen. Außerdem wird mithilfe der spektralen Information das Koppeln von Filamenten zu sog. Supermoden beobachtet.

Wichtig ist auch die Beobachtung, dass bei den schmalen Laserdioden in Abb. 4.2(a-c), bei denen die fundamentale Mode vorherrscht, die Breite dieser Mode nicht mit steigender Ridgebreite zunimmt, sondern auch in etwa  $1 - 1,5\text{ }\mu\text{m}$  beträgt. So wird bei der in Abb. 4.2(c) gezeigten Messung an Probe 9 mit einer Ridgebreite von  $2,5\text{ }\mu\text{m}$  der

Wellenleiter weitaus weniger von der Lasermode ausgefüllt als bei Probe 7 mit einer Ridgebreite von  $1,5\text{ }\mu\text{m}$ , Abb. 4.2(a). Diese Tatsache legt die Vermutung nahe, dass es sich bei den fundamentalen Moden in schmalen (Al,In)GaN Laserdioden im Prinzip auch um Filamente handelt.

Sobald mehr als ein Filament existiert, zeigt das laterale Intensitätsprofil der Lasermode im gepulsten Betrieb eine zeitliche Dynamik. Die Positionen und Halbwertsbreiten der einzelnen Filamente ändern sich reproduzierbar während eines Pulses. Zum Teil kommen auch neue Filamente hinzu oder verschwinden. In Kapitel 5 wird gezeigt, dass diese Dynamik thermischer Natur ist. Die im Laufe eines Pulses steigende Temperatur in der Laserdiode ändert das laterale Temperaturprofil und somit das Brechungsindexprofil des Wellenleiters. Thermische Effekte beeinflussen also die jeweiligen Randbedingung für das Verhalten der Lasermode, haben aber nichts mit dem prinzipiellen Auftreten von Filamenten zu tun. Das Phänomen der Filamentierung an sich basiert auf der Ladungsträgerdynamik und den damit verbundenen Wechselwirkungen mit dem komplexen Brechungsindexprofil und der optischen Lasermode. Die exakten Zusammenhänge werden im nächsten Abschnitt anhand eines erweiterten Ratengleichungsmodells beschrieben.

Zuvor soll allerdings noch betont werden, dass die in diesem Abschnitt geschilderten Beobachtungen absolut konsistent mit neueren Messungen an Proben auf GaN-Substrat sind, welche eine bessere, homogenere Materialqualität besitzen und wesentlich niedrigere Schwellströme aufweisen. An diesen Proben konnten die entsprechende Messungen auch im *cw*-Betrieb durchgeführt werden. Auch an den Proben, bei denen der Wellenleiter in transversaler Richtung hinsichtlich hoher optischer Ausgangsleistung modifiziert wurde [Brün09], wurden qualitativ dieselben Beobachtungen gemacht. Entsprechende Messungen an diesen Proben werden in Kapitel 7 gezeigt.

## 4.3. Erweitertes Ratengleichungsmodell

In diesem Abschnitt wird ein theoretisches Modell präsentiert, mit dem das im vorhergehenden Abschnitt beschriebene experimentell beobachtete Verhalten der Lasermode in breiten (Al,In)GaN Laserdioden beschrieben werden kann. Das Modell basiert auf den in Kapitel 1.3 vorgestellten Ratengleichungen, jedoch wird nun die Abhängigkeit der einzelnen Größen von der lateralen Richtung  $x$  und die Existenz von lateralen Moden höherer Ordnung berücksichtigt. Zur Berechnung der optischen Moden wird die in Kapitel 1.4.1 vorgestellte Methode, nun allerdings beschränkt auf die laterale Richtung, verwendet. Der entscheidende Punkt ist, dass nun außerdem thermische und ladungsträgerinduzierte Modifikationen des lateralen Brechungsindexprofils in Wechselwirkung mit der Lasermode selbstkonsistent behandelt werden. Allerdings wird die

spektrale Zusammensetzung der Lasermode nicht explizit berücksichtigt. Bedingungen an die Kohärenz der Lasermode müssen somit als Randbedingung vorgegeben werden. Das vorgestellte Modell basiert auf einem Artikel von J. Buus [Buus83], in dem das Auftreten von Moden höherer Ordnung in GaAs Laserdioden in Abhängigkeit des Stroms auf diese Weise nachvollzogen wird. Ein ähnliches Modell wird auch von Y. Ben *et al.* verwendet: In [Ben04] wird das Auftreten von Kinks<sup>3</sup> in den Kennlinien von AlGaInP Laserdioden durch stromabhängiges räumliches Lochbrennen erklärt. Dazu wird zwar nur die laterale Grundmode betrachtet, dafür werden hier zusätzlich thermische Einflüsse berücksichtigt, welche in [Buus83] keine Berücksichtigung finden.

Im hier vorgestellten Modell werden sowohl laterale Moden höherer Ordnung als auch thermische Modifikationen des Brechungsindexprofils berücksichtigt, wobei das Zustandekommen des thermisch induzierten Beitrags erst im folgenden Kapitel 5 ausführlich erläutert wird. Mit diesem Ratengleichungs-Modell kann zwar prinzipiell auch die zeitliche Dynamik (zum Beispiel Relaxationsoszillationen, siehe Kapitel 1.3.4) simuliert werden, an dieser Stelle werden allerdings nur statische Lösungen für eine jeweils gegebene Konfiguration betrachtet.

An der Anpassung des Modells auf (Al,In)GaN Laserdioden war D. Scholz im Rahmen seiner Diplomarbeit [Scho07] wesentlich beteiligt. Teile daraus wurden außerdem in [Scho08] veröffentlicht.

### 4.3.1. Simulationsmodell

Ausgangspunkt für das Modell sind die grundlegenden Ratengleichungen (1.26) und (1.33) für die Ladungsträgerdichte  $\mathcal{N}_{3d}$  bzw. die Photonendichte  $\mathcal{S}_{3d}$ , die bereits in Kapitel 1.3 eingeführt wurden und hier der Übersichtlichkeit halber nochmal aufgeführt sind:

$$\frac{d\mathcal{N}_{3d}}{dt} = \eta_{\text{inj}} \frac{J}{d q_e} - \frac{\mathcal{N}_{3d}}{\tau_s} - A \mathcal{S}_{3d} \quad (4.1)$$

$$\frac{d\mathcal{S}_{3d}}{dt} = (A - \tilde{g}_{\text{th}}) \mathcal{S}_{3d} + \beta_{\text{sp}} \frac{\mathcal{N}_{3d}}{\tau_r} \quad (4.2)$$

Diese Gleichungen werden nun derart erweitert, dass die einzelnen Größen in Abhängigkeit der lateralen Richtung  $x$  betrachtet werden und gleichzeitig eine Überlagerung von verschiedenen lateralen Moden mit Index  $u = 1..U$  betrachtet wird. Um die Gleichungen übersichtlicher zu gestalten, wird im weiteren Verlauf bei der Bezeichnung der Ladungsträger- bzw. der Photonendichte der Index "3d" weggelassen, die Bezeichnung

---

<sup>3</sup>Kink (engl.): Knick



gen für die Dichte lauten also  $\mathcal{N}$  bzw.  $\mathcal{S}$ . Die erweiterten Ratengleichungen lauten:

$$\frac{\partial \mathcal{N}(x)}{\partial t} = \tilde{\eta}_{\text{inj}} \frac{J(x)}{d q_e} - \frac{\mathcal{N}(x)}{\tau_s} - D \frac{\partial^2 \mathcal{N}(x)}{\partial x^2} - A(\mathcal{N}(x)) \sum_u \mathcal{I}_u(x) \cdot \mathcal{S}_u \quad (4.3)$$

$$\frac{d\mathcal{S}_u}{dt} = (A_u - \tilde{g}_{\text{th}}) \mathcal{S}_u + \beta_{\text{sp}} \frac{\mathcal{N}_u}{\tau_r} \quad (4.4)$$

Der neu hinzugekommene dritte Term auf der rechten Seite von Gleichung (4.3) beschreibt die laterale Diffusion der Ladungsträger im Quantentrog. Die Diffusionskonstante  $D = L_d^2 / \tau_s$  ist hierbei durch die Diffusionslänge  $L_d$  und die spontane Ladungsträger-Lebensdauer  $\tau_s$  definiert.

Die zugeführte Stromdichte  $J(x)$  wird innerhalb des Wellenleiters als konstant angenommen, außerhalb des Wellenleiters fließt kein Strom. Eine mögliche Stromaufweitung in lateraler Richtung wird also vernachlässigt, allerdings können bereits in der aktiven Zone befindliche Ladungsträger durch laterale Diffusion in Bereiche außerhalb des Wellenleiters gelangen und auf diese Weise nicht zur Lasermode beitragen. Dieser Prozess wurde in den grundlegenden Ratengleichungen in Kapitel 1.3 nicht explizit behandelt, sondern wurde allgemein als Verlust bei der Ladungsträgerinjektion und somit in Form des Parameters  $\eta_{\text{inj}}$  berücksichtigt. Aus diesem Grund wird nun hier für die Injektionseffizienz die alternative Bezeichnung  $\tilde{\eta}_{\text{inj}}$  benutzt. Der genaue Zusammenhang zwischen  $\eta_{\text{inj}}$  und  $\tilde{\eta}_{\text{inj}}$  wird weiter unten in Abschnitt 4.4.3 ausgeführt.

Die lineare Verstärkung  $A$  ist nun ebenfalls eine Funktion des Ortes  $x$  und lässt sich gemäß den Gleichungen (1.21) und (1.22) mithilfe der differentiellen Verstärkung  $\frac{dg}{d\mathcal{N}}$  folgendermaßen formulieren:

$$A(\mathcal{N}(x)) = \tilde{v} \frac{dg}{d\mathcal{N}} (\mathcal{N}(x) - \mathcal{N}_{\text{tr}}). \quad (4.5)$$

$\tilde{v}$  bezeichnet hierbei wie gehabt die Gruppengeschwindigkeit und  $\mathcal{N}_{\text{tr}}$  die Transparenz-Ladungsträgerdichte.

$\mathcal{I}_u$  bezeichnet im Term für die stimulierte Emission in Gleichung (4.3) das normierte laterale Intensitätsprofil der  $u$ -ten Mode. Die Berechnung der lateralen Moden wird weiter unten anhand von Gleichung (4.11) erläutert.

Die Photonendichten  $\mathcal{S}_u$  der einzelnen lateralen Moden addieren sich zur Gesamt-Photonendichte  $\mathcal{S} = \sum_u \mathcal{S}_u$  und müssen jeweils der entsprechenden Ratengleichung (4.4) für die Photonendichte  $\mathcal{S}_u$  der  $u$ -ten lateralen Mode genügen. Es existieren nun also  $U$  Ratengleichungen für die jeweiligen Photonendichten  $\mathcal{S}_u$  der einzelnen lateralen Moden, welche über die Ratengleichung für die Ladungsträger (4.3) auch untereinander gekoppelt sind.

Die Berechnung der modalen linearen Verstärkung  $A_u$  der einzelnen lateralen Moden wird weiter unten anhand von Gleichung (4.12) beschrieben.  $\tilde{g}_{\text{th}}$  ist wie gehabt die

Schwell-Verstärkung pro Zeiteinheit und beinhaltet nach Gleichung (1.32) die Spiegelverluste  $\alpha_m$  sowie die internen Verluste  $\alpha_{\text{int}}$ .

Der letzte Term auf der rechten Seite von Gleichung (4.4) beschreibt den Beitrag der spontanen Emission zur jeweiligen Lasermode. Die Größe  $\mathcal{N}_u$  beschreibt dabei die effektive Ladungsträgerdichte der jeweiligen Mode  $u$  und berechnet sich aus dem Überlapp der Ladungsträgerdichteverteilung  $\mathcal{N}(x)$  mit dem normierten Intensitätsprofil  $\mathcal{I}_u(x)$  der jeweiligen Mode:

$$\mathcal{N}_u = \int_{-\infty}^{\infty} \mathcal{N}(x) \cdot \mathcal{I}_u(x) dx. \quad (4.6)$$

Um die verschiedenen lateralen Moden zu berechnen, muss zuerst das laterale Profil des Wellenleiters definiert werden. Dies geschieht mithilfe der komplexen effektiven Permittivität  $\varepsilon_{\text{eff}}(x) = n_{\text{eff}}^2$ , welche sich in eine Zusammensetzung aus folgenden Beiträgen entwickeln lässt:

$$\varepsilon_{\text{eff}}(x) = n_{\text{trans}}^2 + 2n_{\text{trans}}\Delta n(x) + 2\Gamma n_1 \mathcal{N}(x) \frac{dn}{d\mathcal{N}} + \frac{i}{k} \left[ n_1 \frac{1}{\tilde{v}} A(\mathcal{N}(x)) - (1-\Gamma)n_2\alpha_{\text{int}} \right] \quad (4.7)$$

mit

$$\Delta n(x) = \Delta n_{\text{ridge}}(x) + \Delta n_{\text{therm}}(x) + \Delta n_{\text{asym}}(x). \quad (4.8)$$

Die ersten drei Terme auf der rechten Seite von Gleichung (4.7) definieren den Realteil des lateralen Brechungsindexprofils.  $n_{\text{trans}}$  entspricht hierbei dem effektiven Brechungsindex einer geführten Mode, wenn sich diese lateral verschoben außerhalb des Wellenleiters befindet. Der entsprechende Wert für  $n_{\text{trans}}$  wird aus dem Überlapp der Mode mit den jeweiligen Schichten berechnet.

Der Beitrag  $\Delta n(x)$  im zweiten Term, dessen Zusammensetzung in Gleichung (4.8) aufgeschlüsselt wird, dient der eigentlichen Definition des Wellenleiters und liefert somit die Randbedingungen für die selbstkonsistente Lösung des restlichen Problems. Er beinhaltet den Beitrag der geätzten Wellenleiter-Struktur  $\Delta n_{\text{ridge}}(x)$ , thermisch induzierte Modifikationen des Brechungsindexprofils  $\Delta n_{\text{therm}}(x)$  sowie eine empirisch eingeführt Asymmetrie  $\Delta n_{\text{asym}}(x)$  des Wellenleiters, deren physikalische Begründung in einem asymmetrischen Temperaturprofil bzw. in Fluktuationen der Dicke der einzelnen epitaktischen Schichten liegt.

Die beiden letzten Terme auf der rechten Seite von Gleichung (4.7) beschreiben jeweils die ladungsträgerinduzierten Modifikationen des Realteils bzw. des Imaginärteils der effektiven Permittivität  $\varepsilon_{\text{eff}}(x)$ . Eine hohe Ladungsträgerdichte  $\mathcal{N}(x)$  erhöht hierbei lokal die Verstärkung  $A(\mathcal{N}(x))$  und verringert den Realteil des Brechungsindex,

da der Wert für  $\frac{dn}{dN}$  negativ ist. Genau dieser Zusammenhang führt zur Filamentierung der Lasermode: An Orten hoher optischer Intensität wird die Ladungsträgerkonzentration durch die stimulierte Emission verringert; man spricht von räumlichem Lochbrennen. Dies führt dazu, dass an derselben Stelle aufgrund der ladungsträgerinduzierten Brechungsindexänderung  $\frac{dn}{dN}$  der Brechungsindex lokal erhöht wird, was eine Einschnürung der Mode nach sich zieht. Bedingung ist hierzu allerdings, dass die Führung der Mode aufgrund der Brechungsindexänderung den Effekt der lokal niedrigeren Ladungsträgerkonzentration und der dadurch verringerten Verstärkung überwiegt. Der Antiguiding-Faktor  $\mathcal{R}$  beschreibt eben gerade diesen Wettbewerb durch den Quotienten aus ladungsträgerinduzierter Brechungsindexänderung  $\frac{dn}{dN}$  und differentieller Verstärkung  $\frac{dg}{dN}$ . In Kapitel 1.2.2 wurde bereits erläutert, dass der Antiguiding-Faktor in (Al,In)GaN Laserdioden typischerweise einen Wert von etwa  $\mathcal{R}=4$  besitzt. Bei der Berechnung von  $\mathcal{R}$  mithilfe von Gleichung (1.10) muss man beachten, dass es sich bei  $\frac{dn}{dN}$  in der hier verwendeten Notation ausschließlich um die Änderung des Brechungsindex der Quantentröge handelt und die Lasermode nur teilweise mit den Quantentrögen überlappt. Daher muss hier zusätzlich der Füllfaktor  $\Gamma$  eingefügt werden:

$$\mathcal{R} = -\frac{4\pi}{\lambda} \frac{\frac{dn}{dN}}{\frac{dg}{dN}} \Gamma \stackrel{!}{=} 4. \quad (4.9)$$

Da die Größe  $\frac{dn}{dN}$  experimentell sehr schwer zu bestimmen ist und sich auch in der Literatur für das Materialsystem (Al,In)GaN keine verlässlichen Werte finden, wurde  $\frac{dn}{dN}$  hier aus dem Antiguiding-Faktor  $\mathcal{R} = 4$  und der differentiellen Verstärkung  $\frac{dg}{dN}$  bestimmt.

Zur Berechnung der verschiedenen lateralen Moden wird nun analog zu der in Kapitel 1.4.1 vorgestellten Methode vorgegangen. Da hier nur die Abhängigkeit von der lateralen Richtung  $x$  von Interesse ist, kann auch die Wellengleichung auf eine Dimension reduziert werden.

$$\frac{\partial^2 \mathcal{E}_u(x)}{\partial x^2} + [\varepsilon_{\text{eff}}(x) k^2 - \beta_u^2] \mathcal{E}_u(x) = 0. \quad (4.10)$$

Aus den entsprechenden Wellenfunktionen  $\mathcal{E}_u(x)$ , welche Lösungen dieser Gleichung darstellen, werden dann die normierten Intensitätsprofile  $\mathcal{I}_u(x)$  der einzelnen lateralen Moden berechnet:

$$\mathcal{I}_u(x) = \frac{|\mathcal{E}_u(x)|^2}{\int_{-\infty}^{\infty} |\mathcal{E}_u(x)|^2 dx} \quad (4.11)$$

Und analog zu Gleichung (1.57) berechnet man aus dem Imaginärteil der dazugehörigen Propagationskonstanten  $\beta_u$  die entsprechende modale Verstärkung  $g_u$  und daraus

dann die lineare Verstärkung  $A_u$  der jeweiligen lateralen Mode  $u$ , welche in der entsprechenden Ratengleichung (4.4) für die Photonendichte benötigt wird:

$$A_u = \tilde{v} g_u = \tilde{v} 2 \Im(\beta_u) \quad (4.12)$$

Die berechneten Moden sind also herkömmliche laterale Moden unterschiedlicher Ordnung, nur dass diese nun in einem selbstkonsistent modifizierten Brechungsindexprofil berechnet werden und daher zum Teil erheblich deformiert werden.

Die einzelnen lateralen Moden sind nicht zueinander kohärent, da sie unterschiedliche Propagationskonstanten  $\beta_u$  und somit einen unterschiedlichen effektiven Brechungsindex  $n_{\text{eff}}$  besitzen und daher separate FP-Modenkämme ausbilden, wie in Kapitel 1.4.2 erläutert wurde. Will man also das resultierende Intensitätsprofil  $\mathcal{I}(x)$  im Wellenleiter berechnen, so betrachtet man eine inkohärente Überlagerung unterschiedlicher lateraler Moden und addiert daher einfach deren Intensitätsprofile  $\mathcal{I}_u(x)$ , gewichtet mit der jeweiligen Photonendichte  $\mathcal{S}_u$ :

$$\mathcal{I}(x) = \sum_u \mathcal{S}_u \cdot \mathcal{I}_u(x). \quad (4.13)$$

Die optische Ausgangsleistung  $P_u^{\text{opt}}$  berechnet sich dann analog zu Gleichung (1.44) aus der jeweiligen Photonendichte  $\mathcal{S}_u$ :

$$P_u^{\text{opt}} = \mathcal{S}_u \cdot V \cdot \hbar\omega \cdot \alpha_m \cdot \tilde{v}, \quad (4.14)$$

wobei  $V = w_R \cdot L \cdot n_{\text{QW}} d_{\text{QW}}$  das Gesamtvolumen der Quantentröge im Wellenleiter ist.

### 4.3.2. Durchführung der Simulation

Im Folgenden soll nun die Durchführung der Simulationsprozedur an einem konkreten Beispiel beschrieben werden. Alle dafür benötigten Parameter sind in Tabelle 4.1 aufgeführt. Als Strom wurde 525 mA eingesetzt, was bei dem verwendeten Parametersatz in etwa dem 1,5fachen Schwellstrom entspricht. Es wird hier, wie bereits erwähnt, nur der statische Fall im *cw*-Betrieb betrachtet, das heißt die linke Seite der Gleichungen (4.3) und (4.4) wird stets gleich Null gesetzt.

Abbildung 4.3 veranschaulicht die wichtigsten Schritte während der Simulation.

- Als Randbedingung und somit als Startwert für die Simulation gibt man ein laterales Brechungsindexprofil  $\Delta n(x)$  vor. Dieses setzt sich, wie in Gleichung (4.8) beschrieben, aus der geätzten Wellenleiter-Struktur  $\Delta n_{\text{ridge}}(x)$ , einem thermischen Beitrag  $\Delta n_{\text{therm}}(x)$ , sowie einer zusätzlichen Asymmetrie  $\Delta n_{\text{asym}}(x)$  zusammen. Die einzelnen Beiträge sowie das daraus resultierende Profil  $\Delta n(x)$  sind in Abb. 4.3(a) gezeigt.

Bezeichnung	Parameter	Werte	Quelle
Resonatorlänge	$L$	600 $\mu\text{m}$	
Ridgebreite	$w_R$	10 $\mu\text{m}$	
Wellenlänge	$\lambda$	410 nm	
Quantentrogdicke	$d_{\text{QW}}$	$\approx 2$ nm	
Anzahl der Quantentröge	$n_{\text{QW}}$	3	
Spiegelreflektivitäten	$R_1 = R_2$	0,17	
Spiegelverluste	$\alpha_m$	29,5 $\text{cm}^{-1}$	Gl. (1.8)
Füllfaktor	$\Gamma$	0,019	Kap. 1.4
Interne Verluste	$\alpha_{\text{int}}$	40 $\text{cm}^{-1}$	Messung
Differentielle Verstärkung	$\frac{dg}{dN}$	$2,5 \cdot 10^{-22} \text{ m}^2$	Kap. 1.3.4
Transparenz-Ladungsträgerd.	$\mathcal{N}_{\text{tr}}$	$4,1 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$	Gl. (1.49)
Injektionseffizienz	$\tilde{\eta}_{\text{inj}}$	0,9	Kap. 4.4.3
Spontane Ladungstr.-Lebensd.	$\tau_s$	1,5 ns	Kap. 1.3.4
Strahlende Ladungstr.-Lebensd.	$\tau_r$	5 ns	[Scho08]
Diffusionslänge	$L_d$	0,6 $\mu\text{m}$	[Scho08]
Spontaner Emissionsfaktor	$\beta_{\text{sp}}$	$9 \cdot 10^{-7}$	Gl. (1.30)
Brechungsindex (BI) der aktiven Zone	$n_1$	2.52	
BI der passiven Schichten	$n_2$	2.45	
Eff. BI außerhalb des Wellenleiters	$n_{\text{trans}}$	2.475	
Gruppenbrechungsindex	$\tilde{n}$	3,59	Gl. (1.24)
Stufe im eff. BI	$\Delta n_{\text{ridge}}(x)$	0,03	
Asymmetrie des eff. BI	$\Delta n_{\text{asymm}}(x)$	$2 \cdot 10^{-4} \frac{x}{\mu\text{m}}$	[Scho08]
Thermischer Beitrag zum eff. BI	$\Delta n_{\text{therm}}(x)$		Kap. 5
Ladungsträgerinduzierte BI-Änderung	$\frac{dn}{dN}$	$-6,1 \cdot 10^{-26} \text{ m}^3$	Gl. (4.9)

Tabelle 4.1.: Simulationsparameter, die für das in diesem Kapitel vorgestellte erweiterte Ratengleichungsmodell verwendet werden.

- Die ursprüngliche Ladungsträgerdichteverteilung  $\mathcal{N}(x)$ , dargestellt als durchgezogene Linie in Abb. 4.3(b), ergibt sich aus dem vorgegebenen stufenförmigen Stromprofil  $J(x)$  (gestrichelt), indem man Gleichung (4.3) vorerst ohne den Term für die stimulierte Emission löst, da noch keine optische Mode berechnet wurde. Gleichung (4.3) entspricht in diesem Fall einer herkömmlichen Diffusionsgleichung.
- Im nächsten Schritt werden dann zum ersten Mal die optischen Moden  $\mathcal{I}_u(x)$  berechnet, wobei das vorgegebene Brechungsindexprofil  $\Delta n(x)$  sowie die Auswirkungen der zuvor berechneten Ladungsträgerverteilung  $\mathcal{N}(x)$  mittels Gleichung (4.7) bereits als Randbedingung in die zu lösende Wellengleichung (4.10)

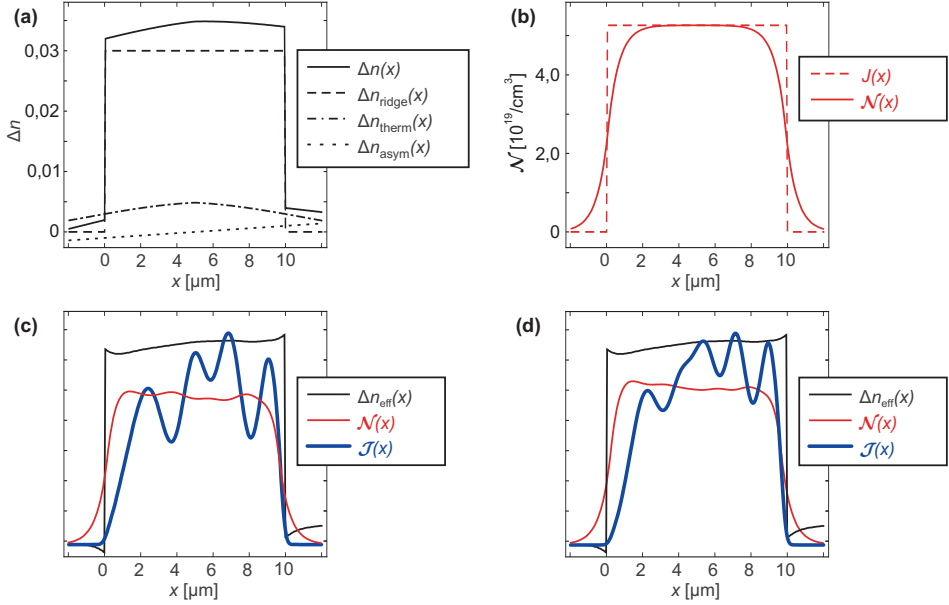


Abbildung 4.3.: Veranschaulichung zur Vorgehensweise bei der Simulation der optischen Mode breiter Laserdioden. Die verwendeten Parameter sind in Tabelle 4.1 aufgelistet. (a) Zusammensetzung der ursprünglichen Brechungsindexprofils  $\Delta n(x)$ . (b) Injiziertes Stromdichteprofil  $J(x)$  (gestrichelt) sowie die daraus resultierende Ladungsträgerverteilung  $N(x)$  ohne Berücksichtigung der stimulierten Emission. (c) Optische Mode  $\mathcal{I}$  (blau), Brechungsindexprofil  $\Delta n_{\text{eff}}$  und Ladungsträgerverteilung  $N(x)$  nach dem ersten Simulationsdurchlauf. (d) Endgültige Form der in (c) dargestellten Größen.

einfließen. Die Lösung der Wellengleichung liefert nur die normierten Intensitätsprofile  $\mathcal{I}_u(x)$  sowie die lineare Verstärkung  $A_u$  der jeweiligen Moden, die dazugehörigen Photonendichten  $\mathcal{S}_u$  müssen dann im nächsten Schritt mithilfe von Gleichung (4.4) berechnet werden. Dazu wird zusätzlich noch die effektive Ladungsträgerdichte  $\mathcal{N}_u$  der einzelnen Moden, welche mittels (4.6) berechnet wird, benötigt. Der Term für den Beitrag der spontanen Emission zur Lasermode in Gleichung (4.4), in dem  $\mathcal{N}_u$  vorkommt, spielt aber in diesem Modell keine große Rolle und kann prinzipiell auch vernachlässigt werden. Die blaue Kurve in Abb. 4.3(c) zeigt die resultierende optische Lasermode nach dem ersten Simulationsdurchlauf.

- Im zweiten Durchlauf wird nun beim Lösen von Gleichung (4.3) auch der Beitrag der stimulierten Emission berücksichtigt. Auf diese Weise ergibt sich eine modifizierte Ladungsträgerverteilung  $\mathcal{N}(x)$ , welche als rote Linie in Abb. 4.3(c) dargestellt ist. Wie man deutlich erkennen kann, ist die Ladungsträgerverteilung  $\mathcal{N}(x)$  innerhalb des Wellenleiters aufgrund der stimulierten Emission dort

am niedrigsten, wo die Maxima der optischen Mode liegen. Dieser Mechanismus wird als räumliches Lochbrennen bezeichnet.

- Die eben berechnete Ladungsträgerverteilung  $\mathcal{N}(x)$  modifiziert dann wiederum mittels Gleichung (4.7) das effektive Wellenleiterprofil, dargestellt als schwarze Linie in Abb. 4.3(c), so dass das erneute Lösen der Wellengleichung zu einer - verglichen mit dem ersten Simulationsdurchlauf - veränderten Zusammensetzung der optischen Lasermode führt.
- Daraufhin wird dann wiederum die Ladungsträgerverteilung  $\mathcal{N}(x)$  mit Gleichung (4.3) berechnet, und so fort. In der Regel ist nach wenigen Durchläufen eine stabile Lösung erreicht.

Anhand von Abb. 4.3(d), in der das entsprechende Simulationsergebnis gezeigt ist, lässt sich gut die Wechselwirkung zwischen der optischen Lasermode, dem Brechungsindexprofil und der Ladungsträgerverteilung erläutern: Die optische Mode befindet sich vornehmlich in Bereichen, in denen der Brechungsindex hoch ist. Dies führt zu einer Verringerung der Ladungsträgeranzahl an den entsprechenden Stellen hoher optischer Intensität, was wiederum zu einer lokalen Erhöhung des Brechungsindex führt, jedoch gleichzeitig auch die Verstärkung lokal abschwächt. Der Wettbewerb zwischen diesen beiden gegenteiligen Effekten wird als Antiguiding bezeichnet und definiert letztendlich die Form der resultierenden Lasermode.

Das in Abb. 4.3(d) gezeigte resultierende Intensitätsprofil  $\mathcal{I}(x)$  weist eine hohe Ähnlichkeit mit typischen Messungen des lateralen Modenprofils von (Al,In)GaN Laserdioden mit einer Ridgebreite von 10  $\mu\text{m}$  auf. Im folgenden Abschnitt wird auch für andere Ridgebreiten eine gute Übereinstimmung zwischen Simulation und Experiment gezeigt. Somit lässt sich also feststellen, dass die Lasermode in (Al,In)GaN Breitstreifenlasern als eine Überlagerung unterschiedlicher lateraler Moden in einem selbstkonsistent modifizierten Brechungsindexprofil beschrieben werden kann. Was allerdings nicht mit den experimentellen Beobachtungen übereinstimmt, ist die Form der einzelnen lateralen Moden, aus denen sich die Gesamtmode zusammensetzt. Auch dies wird im folgenden Abschnitt diskutiert.

## 4.4. Diskussion der Ergebnisse

In diesem Abschnitt sollen Ergebnisse, die mit dem im vorigen Abschnitt vorgestellten Simulationsmodell gewonnen wurden, diskutiert und mit experimentellen Beobachtungen verglichen werden. Zuerst ein paar grundsätzliche Feststellungen:

- Ziel dieser Simulationen war es, das qualitative Verhalten der optischen Mode von (Al,In)GaN Breitstreifenlasern zu simulieren. Bei den anschließenden Vergleichen zwischen Simulation und Experiment liegt daher der Fokus auf grundlegenden Gesichtspunkten wie der Anzahl und Breite der einzelnen Filamente. Wie bereits erwähnt, schwankt die exakte Form der gemessenen Modenprofile von Probe zu Probe. Um das exakte Modenprofil einer bestimmten Laserdiode zu simulieren, müsste man gezielt zusätzliche Modifikationen des lateralen Brechungsindexprofils oder der Stromzufuhr, deren physikalische Begründung in Materialinhomogenitäten liegt, in das Simulationsmodell integrieren.
- Als kritischer Parameter, der neben der ladungsträgerinduzierten Brechungsindexänderung stark die Filamentierung beeinflusst, konnte die Diffusionslänge  $L_d$  festgemacht werden. Durch die laterale Ladungsträgerdiffusion in den Quantentrögen wird die Intensität des räumlichen Lochbrennens erheblich beeinflusst. Je kürzer die Diffusionslänge ist, umso stärker fallen bei einer gegebenen optischen Mode die Variation in der Ladungsträgerverteilung  $\mathcal{N}(x)$  und die dadurch bedingte Brechungsindexänderung aus. Eine große Diffusionslänge führt im Gegenzug zu einer abgeschwächten Filamentierung mit breiteren Filamenten. Es stellt sich heraus, dass der verwendete Wert von  $L_d=0,6\text{ }\mu\text{m}$  die beste Übereinstimmung mit den Messdaten liefert.
- Ein Vergleich zwischen gemessenen und simulierten  $I$ - $P_{\text{opt}}$ -Kennlinien ist relativ schwer durchzuführen, da die experimentellen Werte für Schwellstromdichte und Steilheit der hier untersuchten Breitstreifenlaser zum Teil erheblich schwanken. Außerdem lag der Großteil der untersuchten Proben nur in Barrenform vor, so dass sich wichtige Simulationsparameter wie zum Beispiel die internen Verluste  $\alpha_{\text{int}}$  oder die differentielle Verstärkung  $\frac{dg}{dN}$  nicht für die jeweiligen Proben bestimmen ließen. Die in Tabelle 4.1 aufgeführten Parameter stammen daher teilweise von Proben einer ähnlichen Struktur.

Im Folgenden sollen nun verschiedene Aspekte der Simulationen ausgeführt werden.

#### 4.4.1. Unterschiedliche Ridgebreiten

Ein ganz entscheidender Punkt hinsichtlich der Aussagekraft des vorgestellten Simulationsmodells ist die Tatsache, dass sich mit dem einen Parametersatz, welcher in Tabelle 4.1 aufgelistet ist, das Verhalten von (Al,In)GaN Laserdioden mit unterschiedlichen Ridgebreiten qualitativ gut beschreiben lässt. In Abb. 4.4 werden die entsprechenden simulierten Profile der optischen Lasermode mit den bereits in Abb. 4.2 gezeigten gemessenen Intensitätsprofilen verglichen.



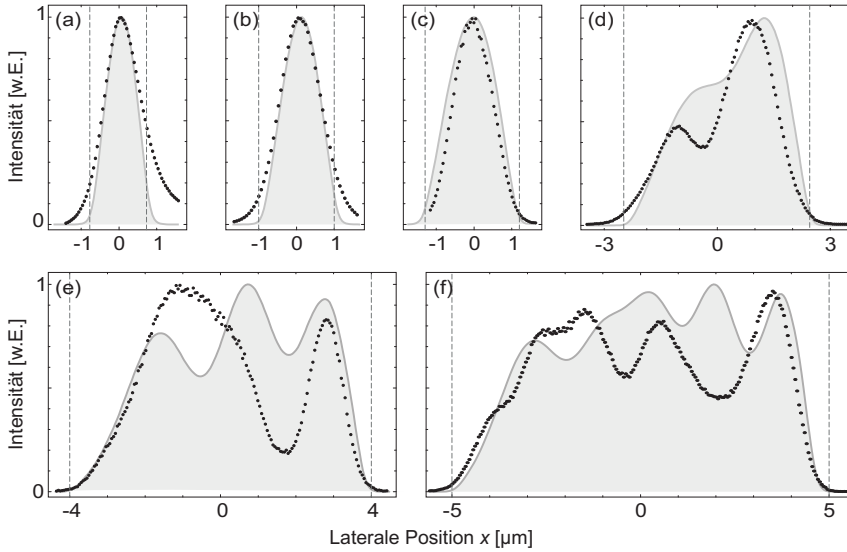


Abbildung 4.4.: Vergleich zwischen gemessenen und simulierten Profilen der optischen Lasermode für verschiedene Ridgebreiten. Die schwarzen Punkte entsprechen jeweils den experimentellen Daten, die grauen Kurven stellen die simulierten Intensitätsprofile dar. Die Zuordnung der Proben und Ridgebreiten ist identisch zu Abb. 4.2. Sowohl die Messungen als auch die Simulationen wurden jeweils bei  $I = 1,5I_{th}$  durchgeführt.

Wie man gut erkennen kann, liefert auch die Simulation bis zu einer Ridgebreite von  $2,5\ \mu\text{m}$  die fundamentale laterale Mode als Lösung. Das simulierte Intensitätsprofil in Abb. 4.4(c) ist zwar keine reine Gauß-Kurve, es handelt sich dabei aber um die deformierte fundamentale Mode, eine Mode höherer Ordnung ist nicht beteiligt.

Für die größeren Ridgebreiten von  $5\ \mu\text{m}$  bis  $10\ \mu\text{m}$ , dargestellt in Abb. 4.4(d-f), zeigt sich eine gute Übereinstimmung der qualitativen Form des Modenprofils zwischen Experiment und Simulation. Sowohl die Anzahl als auch die Breite der Filamente sowie die generelle Asymmetrie der Lasermode weisen eine hohe Ähnlichkeit auf.

#### 4.4.2. Zusammensetzung des lateralen Intensitätsprofils

Als nächstes soll die Zusammensetzung des resultierenden lateralen Intensitätsprofils  $I(x)$  durch die jeweils beteiligten unterschiedlichen lateralen Moden sowohl in der Simulation als auch im Experiment untersucht werden. Dabei gilt es grundsätzlich zu unterscheiden, ob es sich um eine kohärente oder um eine inkohärente Überlagerung der lateralen Moden handelt. Mathematisch beschreibt man eine kohärente Überlagerung durch eine Addition der entsprechenden komplexen Felder der beteiligten Moden, während bei einer inkohärenten Überlagerung einfach die Intensitäten

aufsummiert werden. Zuerst soll der Fall behandelt werden, dass sich mehrere laterale Moden inkohärent überlagern, wie es bis jetzt bei der Durchführung des hier behandelten Simulationsmodells angenommen wurde.

### Inkohärente Überlagerung mehrerer Moden

Abbildung 4.5 stellt das Simulationsergebnis (a) einer entsprechenden Messung (b) gegenüber. Für die Simulation wurden hierzu die in Tabelle 4.1 aufgelisteten Parameter verwendet. Das dargestellte Intensitätsprofil  $\mathcal{I}(x)$  entspricht also dem, das bereits in Abb. 4.3(d) gezeigt wurde. Hier sind nun zusätzlich die Beiträge  $\mathcal{S}_u \cdot \mathcal{I}_u(x)$  der einzelnen lateralen Moden als graue Kurven dargestellt. Wie man erkennen kann, existieren in diesem Fall keine höheren Moden als Moden der Ordnung  $u=5$ , obwohl  $U=7$  laterale Moden in der Berechnung berücksichtigt wurden.

Die einzelnen lateralen Moden im simulierten Intensitätsprofil repräsentieren also nicht direkt die einzelnen Filamente, wie man sie durch das intuitive Fitten des Intensitätsprofils durch fundamentale Gauß-Kurven (siehe Abb. 4.2) erhalten würde.

Die in Abb. 4.5(b) dargestellte Messung wurde an Probe 17, einer weiteren Laserdiode mit einer Ridgebreite von  $10\text{ }\mu\text{m}$ , bei einem Strom von  $I=2,31\text{ }I_{\text{th}}$  durchgeführt. Man beachte dabei allerdings, dass aufgrund des niedrigen Schwellstroms von Probe 17 dies nur einem Strom von  $I - I_{\text{th}} = 90\text{ mA}$  oberhalb der Schwelle entspricht. Die Zerlegung des Intensitätsprofils in die einzelnen lateralen Moden wurde anhand der spektralen Zusammensetzung der Lasermode durchgeführt. Die genaue Vorgehensweise wird später in Kapitel 6.2 noch detailliert erläutert und ist hier vorerst ohne weitere Bedeutung.

Es fällt nun auf, dass auch die experimentell beobachtete Zusammensetzung des lateralen Intensitätsprofils keineswegs eine einfache Überlagerung von fundamentalen

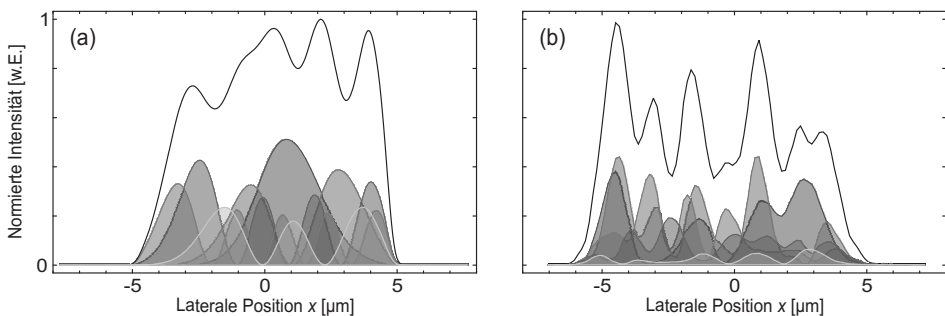


Abbildung 4.5.: Zusammensetzung des lateralen Intensitätsprofils  $\mathcal{I}(x)$ , dargestellt als graue Kurve, in Simulation (a) und Experiment (b). Es handelt sich dabei um eine inkohärente Überlagerung der beteiligten lateralen Moden, welche als graue Kurven dargestellt sind. Die Messung (a) wurde an Probe 17 bei einem Strom von  $I=2,31\text{ }I_{\text{th}}$  durchgeführt.

Gauß-Kurven darstellt, sondern der in Abb. 4.5(a) dargestellten simulierten Konstellation relativ ähnlich ist. Der größte und entscheidende Unterschied liegt jedoch darin, dass die in Abb. 4.5(b) dargestellten Moden sog. Supermoden sind, welche selbst aus gekoppelten Filamenten bestehen. Anders gesagt, die einzelnen Supermoden selbst lassen sich sehr gut durch eine Überlagerung von fundamentalen Gauß-Kurven mit Halbwertsbreiten von  $1\text{--}1,5\text{ }\mu\text{m}$  darstellen. Diese Thematik wird in Kapitel 6.2 noch ausführlich diskutiert.

Die simulierten lateralen Moden in Abb. 4.5(a) sind dagegen Moden unterschiedlicher Ordnung und lassen sich somit nicht als eine Überlagerung von Filamenten beschreiben. Die Grundmode in Abb. 4.5(a) mit Maximum bei  $x \approx 1\text{ }\mu\text{m}$  ist beispielsweise viel zu breit für ein Filament.

### Kohärente Mode

Betrachtet man nun allerdings eine Messung an derselben Probe 17 bei einem wesentlich niedrigeren Strom von  $I = 1,23 I_{\text{th}}$ , so ergibt sich ein vollkommen anderes Bild, welches in Abb. 4.6(b) dargestellt ist. Es existiert nur eine Supermode (durchgezogene Linie), das heißt es liegt keine inkohärente Überlagerung verschiedener lateraler Moden vor. Dieser Befund wird später in Kapitel 6.1 ausführlich begründet. Wie zu Beginn von Abschnitt 4.3 bereits angesprochen wurde, müssen Forderungen bezüglich der Kohärenz der Lasermode explizit als Randbedingungen in das Simulationsmodell eingebracht werden, da die spektrale Zusammensetzung der Lasermode in der Simulation nicht berücksichtigt wird. Die einfachste Möglichkeit, die Forderung einer kohärenten Lasermode in der Simulation zu realisieren, besteht darin, jeweils nur eine laterale Mode, nämlich die mit der höchsten modalen Verstärkung, zuzulassen. In der Praxis sieht dies dann so aus, dass man die in Abschnitt 4.3.2 beschriebene

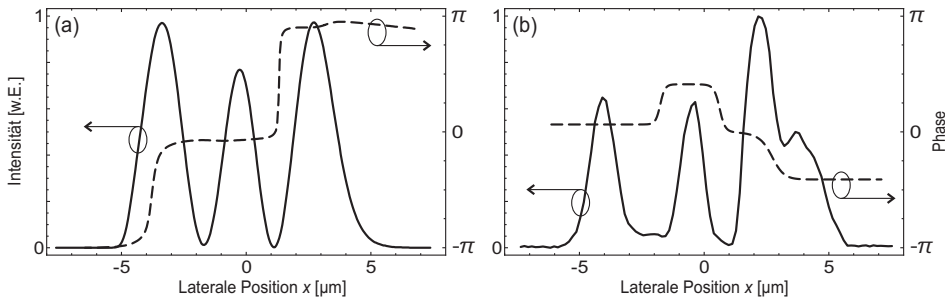


Abbildung 4.6.: Laterales Intensitätsprofil (durchgezogene Linie) sowie laterale Phasenverteilung (gestrichelte Linie) für den Fall einer kohärenten Lasermode. Für die Simulation (a) wurde dazu nur die laterale Mode mit der höchsten Verstärkung zugelassen, die Messung (b) wurde an Probe 17 bei einem Strom von  $I = 1,23 I_{\text{th}}$  durchgeführt.

Selbstkonsistenz-Schleife für jede Mode  $u=1..U$  durchführt und anschließend die Mode mit der höchsten modalen linearen Verstärkung  $A_u$  herausucht. Für den in Tabelle 4.1 aufgelisteten Parametersatz ist dies bei einer Ridgebreite von  $10\text{ }\mu\text{m}$  die Mode mit Index  $u=3$ , also die zweite Mode höherer Ordnung, deren Intensitätsprofil als durchgezogene Linie in Abb. 4.6(a) gezeigt ist. Wie man durch den Vergleich mit Abb. 4.6(b) sehen kann, entspricht das auf diese Weise simulierte Modenprofil recht gut dem experimentell beobachteten Verhalten.

Allerdings besteht ein signifikanter Unterschied im entsprechenden Phasenprofil der beiden Moden, welches jeweils als gestrichelte Linie in Abb. 4.6 dargestellt ist. Die Phasenverteilung  $\phi(x)$  ist mathematisch durch das Argument der Feldverteilung  $\mathcal{E}(x)$  der entsprechenden Mode gegeben:

$$\phi(x) = \arg(\mathcal{E}(x)). \quad (4.15)$$

Im simulierten Fall (a) besteht zwischen benachbarten Intensitätsmaxima jeweils eine Phasenverschiebung von  $\pi$ , wie man es auch von einer Gauß-Hermite-Mode beliebiger Ordnung kennt.

Im Experiment sieht die Phasenverteilung jedoch komplett anders aus, der Phasensprung zwischen benachbarten Intensitätsmaxima liegt bei der hier gezeigten Messung nur bei etwa  $\pi/2$ . Die experimentelle Ermittlung der in Abb. 4.6(b) gezeigten Phasenverteilung wird weiter unten in Kapitel 7.3 beschrieben. Dort wird auch die hier gezeigte Abweichung von der theoretisch erwarteten Phasenverteilung ausführlich diskutiert. Der einfache Ansatz, jeweils nur die Mode mit der höchsten Verstärkung zu betrachten, ist also nicht ausreichend, um das Verhalten der Lasermode in diesem kohärenten Regime relativ knapp über der Schwelle komplett zu beschreiben. Eine verbesserte Herangehensweise wäre möglicherweise die selbstkonsistente Formulierung einer kohärenten Überlagerung verschiedener lateraler Moden, was zu zusätzlichen Freiheitsgraden bei der Simulation einer kohärenten Lasermode führen würde und somit auch eine Phasendifferenz ungleich  $\pm\pi/2$  zwischen benachbarten Intensitätsmaxima erlauben würde.

Es ist also mit dem hier vorgestellten Simulationsmodell nicht ohne weiteres möglich, die Veränderung des Modenprofils mit dem Strom zu beschreiben. Wie soeben gezeigt wurde, sind dazu unter anderem zusätzliche Informationen über die Kohärenz der Lasermode notwendig. In Kapitel 5 wird außerdem gezeigt, dass die mit einer Erhöhung des Stroms verbundene Temperaturänderung ebenfalls einen erheblichen Einfluss auf das Verhalten der Lasermode hat. Bis jetzt wurde, abhängig von der Ridgebreite, der thermische Beitrag  $\Delta n_{\text{therm}}(x)$  zum Brechungsindexprofil stets als konstant angenommen.

### 4.4.3. Vergleich mit dem grundlegenden Ratengleichungsmodell

Im letzten Unterabschnitt sollen nun die mit dem erweiterten Ratengleichungsmodell simulierten  $I$ - $P_{\text{opt}}$ -Kennlinien mit den entsprechenden Kennlinien verglichen werden, die unter Verwendung des identischen Parametersatzes mit dem in Kapitel 1.3 vorgestellten grundlegenden Ratengleichungsmodell ermittelt werden. Auf diese Weise lassen sich wichtige Rückschlüsse auf die Injektionseffizienz ziehen.

Wie man in Abb. 4.7(a) klar erkennen kann, zeigt sich bei einer Ridgebreite von  $w_R = 1,5 \mu\text{m}$  ein erheblicher Unterschied zwischen beiden Modellen, wenn als Injektionseffizienz  $\eta_{\text{inj}}$  bzw.  $\tilde{\eta}_{\text{inj}}$  jeweils derselbe Wert, nämlich 0,75, in den entsprechenden Ratengleichungen (1.27) bzw. (4.3) eingesetzt wird. Die durchgezogene Linie mit der Bezeichnung  $\eta_{\text{inj}}$  gehört dabei zum grundlegenden Ratengleichungsmodell, die gepunktete Linie mit der Bezeichnung  $\tilde{\eta}_{\text{inj}}$  zum erweiterten Modell.

Offensichtlich treten also beim erweiterten Ratengleichungsmodell zusätzliche Verluste auf. Wie man bei einem Vergleich der beiden Modelle schnell erkennt, kommt dafür nur die Berücksichtigung der lateralen Ladungsträgerdiffusion im erweiterten Modell in Frage, wodurch die Ladungsträger die Möglichkeit besitzen, außerhalb des Wellenleiters zu gelangen, wo sie nicht mehr zur Lasermode beitragen können. Setzt man die Diffusionslänge  $L_d$  bzw. die Diffusionskonstante  $D$  im erweiterten Modell in Gleichung (4.3) gleich Null, so verschwindet der Unterschied in den Kennlinien fast komplett. Die verbleibende Abweichung lässt sich dadurch erklären, dass bei der schmalen Ridgebreite von  $1,5 \mu\text{m}$  ein kleiner Teil der Mode lateral außerhalb des Wellenleiters geführt wird und dort keine Verstärkung erfährt. Dieser Fall mit  $D=0$  ist allerdings rein hypothetischer Natur und daher hier nicht abgebildet.

Wie lässt sich also dann eine Übereinstimmung der beiden Modelle erreichen? Der Wert für die Injektionseffizienz  $\eta_{\text{inj}} = 0,75$  wurde in Kapitel 1.3.3 durch einen einfachen Vergleich mit gemessenen Steilheiten schmaler Laserdioden ermittelt und dieser Wert

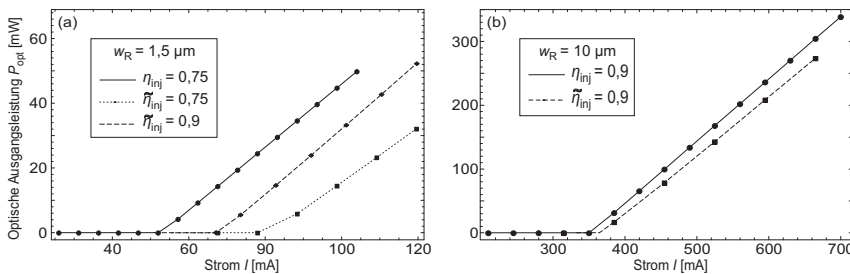


Abbildung 4.7.: Simulierte  $I$ - $P_{\text{opt}}$ -Kennlinien, die mit dem in Kapitel 1.3 vorgestellten grundlegenden Ratengleichungsmodell (durchgezogene Linien) bzw. dem hier präsentierten erweiterten Ratengleichungsmodell (gestrichelte und gepunktete Linien) erstellt wurden. Die jeweiligen Ridgebreiten betragen  $1,5 \mu\text{m}$ (a) bzw.  $10 \mu\text{m}$ (b).

wird auch in anderen Arbeiten verwendet [Schi08b]. Bei der Einführung von  $\eta_{\text{inj}}$  in das vereinfachte Ratengleichungsmodell in Gleichung (1.12) wurde allerdings die Annahme gemacht, dass die Verlustrate  $R_{\text{loss}}$  immer proportional zur Injektionsrate  $R_{\text{inj}}$  ist. Diese Annahme ist allerdings falsch, wenn man nun davon ausgeht, dass ein wichtiger Verlustmechanismus, welcher eigentlich durch die Verlustrate  $R_{\text{loss}}$  mit berücksichtigt werden soll, die laterale Diffusion von Ladungsträgern aus dem Wellenleiter ist. Der prozentuale Anteil der Ladungsträger, die auf diese Weise verloren gehen, ist nämlich abhängig von der Ridgebreite und somit nicht mehr proportional zur Injektionsrate  $R_{\text{inj}}$ , welche unabhängig von der Ridgebreite ist.

Die im einfachen Ratengleichungsmodell verwendete Injektionseffizienz  $\eta_{\text{inj}}$  ist also eine Funktion der Ridgebreite  $w_{\text{R}}$  und besitzt somit nur bei einer Ridgebreite von  $w_{\text{R}} = 1,5 \text{ } \mu\text{m}$  den Wert  $\eta_{\text{inj}} = 0,75$ .

Da das erweiterte Ratengleichungsmodell dieselbe, richtige Steilheit der  $I$ - $P_{\text{opt}}$ -Kennlinie liefern soll, muss die darin verwendete Injektionseffizienz  $\tilde{\eta}_{\text{inj}}$  entsprechend angepasst werden. Wie man an der gestrichelten Linie in Abb. 4.7(a) erkennen kann, ergibt sich somit ein Wert von etwa  $\tilde{\eta}_{\text{inj}} = 0,9$ , wie er auch schon in Tabelle 4.1 aufgeführt ist. Die Injektionseffizienz  $\tilde{\eta}_{\text{inj}}$  im erweiterten Ratengleichungsmodell beschreibt also die reine vertikale Injektionseffizienz, das heißt ob die Ladungsträger in den Quantentrog gelangen oder zum Beispiel aufgrund einer zu niedrigen Elektronenbarriere darüber hinweg fließen. Von diesem Mechanismus wird nämlich hauptsächlich ausgegangen, wenn von Verlusten bei der Ladungsträgerinjektion die Rede ist.

Wie bereits erwähnt wurde, wird eine mögliche laterale Stromaufweitung der Ladungsträger, bevor diese den Quantentrog erreichen, in dem hier vorgestellten Modell nicht berücksichtigt. Die laterale Stromaufweitung stellt einen zusätzlichen Verlustmechanismus dar, welcher der lateralen Ladungsträgerdiffusion ähnlich ist und somit auch von der Ridgebreite abhängt.

Die Verluste durch die laterale Ladungsträgerdiffusion beeinflussen nicht nur die Steilheit, sondern auch den Schwellstrom der simulierten  $I$ - $P_{\text{opt}}$ -Kennlinie, wie man in Abb. 4.7(a) erkennen kann. Dies erklärt sich dadurch, dass natürlich auch schon unterhalb der Schwelle Ladungsträger lateral aus dem Wellenleiter diffundieren und somit die benötigte Schwell-Ladungsträgerdichte im Wellenleiter erst bei einem höheren Strom erreicht ist. Nimmt man allerdings den Schwellstrom als gegeben an, so bedeutet dies wiederum, dass die Schwell-Ladungsträgerdichte und somit auch die Transparenz-Ladungsträgerdichte eigentlich niedriger sind, als sie in Kapitel 1.3.3 mit dem einfachen Ratengleichungsmodell berechnet wurden. Dort wurde nämlich angenommen, dass sich die jeweils benötigte Ladungsträgeranzahl komplett im aktiven Volumen  $V$  befindet. Durch die laterale Ladungsträgerdiffusion steht den Ladungsträgern jedoch ein größeres Volumen  $\tilde{V}$  zur Verfügung, von dem allerdings nur der Bruchteil  $V/\tilde{V}$  innerhalb des Wellenleiters zur Lasertätigkeit beiträgt.

Wie man anhand von Abb. 4.7(b) erkennen kann, ist bei breiten Laserdioden der Einfluss der lateralen Ladungsträgerdiffusion auf die  $I$ - $P_{\text{opt}}$ -Kennlinie weitestgehend zu vernachlässigen. Der prozentuale Anteil an Ladungsträgern, welche durch Diffusion mit einer Diffusionslänge von  $L_d = 0,6 \mu\text{m}$  bei einer Ridgebreite von  $10 \mu\text{m}$  aus dem Wellenleiter hinaus gelangen, ist gering. Somit nähert sich also die im einfachen Modell verwendete Injektionseffizienz  $\eta_{\text{inj}}(w_R)$  für große Ridgebreiten ( $w_R$ ) der tatsächlichen vertikalen Injektionseffizienz  $\tilde{\eta}_{\text{inj}} = 0,9$  an.

Zusammenfassend lässt sich also sagen, dass sich mit dem in diesem Kapitel vorgestellten erweiterten Ratengleichungsmodell das qualitative Verhalten der Lasermode von (Al,In)GaN Breitstreifenlasern relativ gut beschreiben lässt. Eine inkohärente Überlagerung von herkömmlichen lateralen Moden höherer Ordnung, welche in einem selbstkonsistent modifizierten Brechungsindexprofil berechnet werden, führt zu ähnlichen lateralen Intensitätsprofilen, wie sie im Experiment beobachtet werden.

Wendet man dieses Modell auf Laserdioden mit schmalem Wellenleiter an, so lassen sich daraus wichtige Rückschlüsse auf die Rolle verschiedener Verlustmechanismen, so zum Beispiel der Ladungsträgerinjektion, ziehen.





## 5. Modendynamik auf thermischer Zeitskala

In diesem Kapitel soll anhand von zeitaufgelösten Messungen der Einfluss thermischer Effekte auf das Modenverhalten von (Al,In)GaN Laserdioden untersucht werden. Dazu wird eine möglichst vielseitige Charakterisierung der Lasermode vorgenommen. Die durch thermische Effekte verursachte Dynamik spielt sich auf einer Zeitskala im Bereich von einigen Nanosekunden bis zu einigen Mikrosekunden ab und ist somit klar von den in Kapitel 1.3.4 beschriebenen Relaxationsoszillationen, welche sich auf einer wesentlich kürzeren Zeitskala abspielen, zu unterscheiden.

Im ersten Abschnitt dieses Kapitels soll zuerst der Einfluss der Temperatur auf verschiedene Eigenschaften von (Al,In)GaN Laserdioden, wie zum Beispiel die Wellenführung oder die Verstärkung, allgemein beschrieben werden. Anschließend wird dann anhand von zeitaufgelösten Messungen an gepulst betriebenen Laserdioden der Einfluss thermischer Effekte auf das laterale Modenprofil sowie das Laserspektrum diskutiert. Anhand solcher Messungen können letztendlich thermisch induzierte Brechungsindexänderungen als die Ursache für Veränderungen der Lasermode im gepulsten Betrieb identifiziert werden.

In diesem Kapitel gezeigte Ergebnisse wurde zum Teil bereits in [Brau08b] und in [Brau08a] veröffentlicht.

## 5.1. Einfluss der Temperatur

Die Temperatur beeinflusst das Verhalten von Laserdioden auf eine sehr komplexe Art und Weise, da zahlreiche Parameter, die üblicherweise zur Beschreibung der Eigenschaften von Laserdioden verwendet werden, eine nicht vernachlässigbare Temperaturabhängigkeit aufweisen. Im Einzelnen lassen sich folgende Punkte aufführen:

- Die Bandlückenenergie  $E_g$  und somit auch die Übergangsenergie  $E_t$  der quantisierten Zustände im Quantentrog hängen über die Varshni-Relation, siehe Gleichung (A.1), von der Temperatur ab. Mit steigender Temperatur wird die Übergangsenergie  $E_t$  kleiner, was zu einer Verschiebung der Verstärkung und somit auch der Laserstrahlung zu längeren Wellenlängen führt. Diese Verschiebung  $\frac{d\lambda}{dT}$  kann auch experimentell aus temperaturabhängigen Messungen des Laserspektrums ermittelt werden. Es ergibt sich näherungsweise folgender Zusammenhang:

$$\frac{d\lambda}{dT} \approx 0,045 \frac{\text{nm}}{\text{K}}. \quad (5.1)$$

- Da der Brechungsindex  $n$  nach der Laws-Gleichung (A.3) von der Energie der Bandlücke  $E_g$  abhängt, ist auch der Brechungsindex selbst temperaturabhängig. Je höher die Temperatur ist, umso höher ist der Brechungsindex. Für den Brechungsindex  $n$  von GaN ergibt sich bei einer Wellenlänge von  $\lambda = 405 \text{ nm}$  mithilfe der Gleichungen (A.1) und (A.3) näherungsweise folgende Abhängigkeit:

$$\frac{dn}{dT} \approx 1,4 \cdot 10^{-4} \text{ K}^{-1}. \quad (5.2)$$

- Aus der eben beschriebenen Temperaturabhängigkeit des Brechungsindex  $n$  ergibt sich zusammen mit der thermischen Ausdehnung der Resonatorlänge  $L$  eine Temperaturabhängigkeit der optischen Weglänge  $n_{\text{eff}}L$  des Resonators. Diese führt nach Gleichung (1.59) zu einer Verschiebung der einzelnen FP-Moden  $\lambda_p$ . Zusammen mit den Gleichungen (A.1) und (A.3) lässt sich daraus die Temperaturabhängigkeit dieser Verschiebung (wiederum bei  $\lambda = 405 \text{ nm}$ ) berechnen:

$$\frac{d\lambda_p}{dT} \approx 0,017 \frac{\text{nm}}{\text{K}}. \quad (5.3)$$

Die temperaturabhängige Ausdehnung des Resonators ist dabei hauptsächlich durch das Substrat bedingt, da dies die mit Abstand dickste Schicht der epitaktischen Laserstruktur darstellt. Der Beitrag der Längenänderung des Resonators spielt allerdings nur eine untergeordnete Rolle, die Verschiebung  $\frac{d\lambda_p}{dT}$  ist hauptsächlich durch die Temperaturabhängigkeit des Brechungsindex gegeben. Auch dieser Wert  $\frac{d\lambda_p}{dT}$  lässt sich relativ einfach experimentell ermitteln, was zu einem sehr ähnlichen Ergebnis wie dem hier angegeben theoretischen Wert führt.

- Auch die elektrischen Eigenschaften werden von der Temperatur beeinflusst: Die Fermi-Verteilung ist temperaturabhängig und definiert die Besetzung von Zuständen. Die Leitfähigkeit eines Halbleiters nimmt mit steigender Temperatur zu, somit sinkt die für einen gewissen Strom benötigte Spannung.
- Die Ladungsträger-Dynamik ändert sich mit der Temperatur. So kann zum einen mit steigender Temperatur die Injektionseffizienz sinken, da Elektronen die Elektronenbarriere leichter überwinden können. Zum anderen können die Löcher, welche im (Al,In)GaN Materialsystem eine hohe effektive Masse besitzen, in Strukturen mit mehreren Quantentrögen besser auf die einzelnen Quantentröge verteilt werden.
- Die Zeitkonstanten für die verschiedenen strahlenden bzw. nichtstrahlenden Rekombinationsmöglichkeiten sind im Allgemeinen temperaturabhängig. Dies führt beispielsweise zu einer abnehmenden Effizienz der strahlenden Rekombination mit steigender Temperatur.

Das Zusammenspiel dieser einzelnen Effekten führt zu einem insgesamt sehr komplexen Einfluss der Temperatur auf das Verhalten von Laserdioden. Speziell bei Laserdioden mit breiten Wellenleitern, welche hinsichtlich hoher optischer Ausgangsleistungen optimiert sind, müssen thermische Effekte berücksichtigt werden. Zum einen ist bei gleicher Stromdichte die insgesamt eingebrachte Leistung höher als bei Laserdioden mit schmalen Wellenleiter, was zu entsprechend höheren Temperaturen im Bauteil führt. Und zum anderen ist das Modenprofil von (Al,In)GaN Laserdioden mit breitem Wellenleiter von Filamentierung geprägt und reagiert dadurch sehr empfindlich auf thermisch induzierte Veränderungen.

Sind diese Laserdioden nicht auf einer speziellen Wärmesenke zur Abfuhr der in der Probe erzeugten Wärme montiert, so können sie nur gepulst betrieben werden, um eine Überhitzung zu verhindern. Das thermische Management von (Al,In)GaN Laserdioden wird ausführlich in [Eich05a] diskutiert. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurden zahlreiche Messungen an solchen Proben durchgeführt, welche nur gepulst betrieben werden können. Da sich während der einzelnen Pulse die Temperatur in der Laserdiode, je nach Strom, um mehrere 10 Grad ändern kann, spielen thermische Effekte bei Messungen im gepulsten Betrieb eine besonders große Rolle. Durch die bereits angesprochene Temperaturabhängigkeit des Laserspektrums kommt es daher in nicht zeitaufgelösten Messungen im gepulsten Betrieb zu einer Verschleierung der spektralen Information.

Schafft man es dagegen, das Spektrum der Laserdiode mit der entsprechenden Zeitauflösung zu messen, so kann man dies zu einer zeitaufgelösten Bestimmung der Wellenleitertemperatur verwenden. Ebenso lassen sich aus zeitaufgelösten Messungen des

lateralen Modenprofils wichtige Rückschlüsse auf den Einfluss der Temperatur auf das Verhalten der Lasermode von (Al,In)GaN Breitstreifenemittern ziehen. Die in diesem Kapitel gezeigten Messungen lassen darauf schließen, dass hierbei die thermisch induzierte Brechungsindexänderung und die dadurch bedingte Modifikation des Wellenleiters die entscheidende Rolle spielen. Dieser Mechanismus wird auch als *thermal lensing* bezeichnet [Li06].

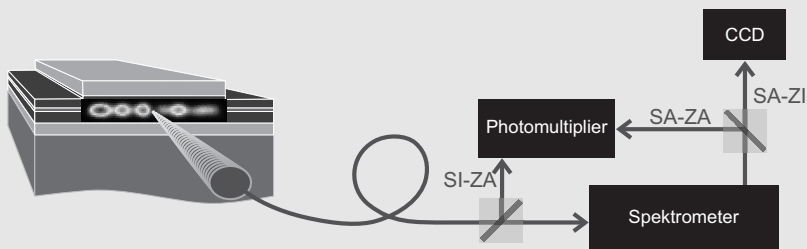
## 5.2. Zeitaufgelöste Charakterisierung

Um nun den Einfluss der Temperatur auf das Modenverhalten von (Al,In)GaN Laserdioden experimentell zu untersuchen, wird eine möglichst vielseitige Charakterisierung der Lasermode vorgenommen. Ziel ist es prinzipiell, die räumliche Zusammensetzung der Lasermode während ihrer zeitlichen Entwicklung spektral aufgelöst zu vermessen, um danach die einzelnen Ebenen dieses vieldimensionalen Datensatzes zu betrachten.

### Einschub 5: Zeitlich und spektral aufgelöste Charakterisierung

Zur eigentlichen Detektion des optischen Signals der Lasermode wird die bereits in Einschub 4 auf Seite 70 vorgestellte Methode der optischen Nahfeldmikroskopie verwendet, bei der die Facette der Laserdiode im Bereich der optischen Mode mit einer Glasfaser-Spitze abgerastert wird.

Die eigentliche Auswertung des Signals kann nun auf unterschiedliche Weise geschehen, wie anhand folgender Abbildung erläutert wird:



- SI-ZA (spektral integriert, zeitlich aufgelöst):  
Leitet man das Signal direkt in den Photomultiplier, so erhält man ein zeitaufgelöstes Signal, jedoch ohne spektrale Information.
- SA-ZI (spektral aufgelöst, zeitlich integriert):  
Analysiert man das durch ein Spektrometer spektral aufgefächerte Signal mit einer CCD-Kamera, so verliert man die Informationen über das zeitliche Verhalten.
- SA-ZA (spektral und zeitlich aufgelöst):  
Durch die Kombination von Spektrometer und Photomultiplier kann man die zeitliche Entwicklung des spektral aufgelösten Signals untersuchen.

Während die ersten beiden Messungen mithilfe eines Strahlteilers gleichzeitig durchgeführt werden können, muss eine gleichzeitig spektral und zeitlich aufgelöste Messung (SA-ZA) separat durchgeführt werden. Solch eine Messung kann außerdem nur an ausgewählten Orten der Laserfacette durchgeführt werden, da sie mit erheblichem Zeitaufwand verbunden ist und der Nahfeld-Aufbau nicht die dafür benötigte Langzeitstabilität bietet.

Die erreichbare Zeitauflösung bei der Verwendung des Photomultipliers in Verbindung mit einem schnellen Oszilloskop liegt im Bereich weniger Nanosekunden und ist somit bei weitem ausreichend, um thermische Effekte zu untersuchen. Die spektrale Auflösung des verwendeten Spektrometers liegt bei etwa 5 pm.

Da im hier gegebenen Kontext vor allem die Modendynamik in lateraler Richtung  $x$  von Interesse ist, beschränken sich die in diesem Kapitel gezeigten Messungen auf Linien-Scans in  $x$ -Richtung durch das Maximum der Lasermode in vertikaler Richtung. Alle Messungen, die in diesem Abschnitt gezeigt werden, wurden im gepulsten Betrieb durchgeführt. Die Pulslänge betrug dabei immer in etwa  $1,5 \mu\text{s}$ . Durch ein niedriges Tastverhältnis<sup>1</sup> in der Größenordnung von 0,1% wurde sichergestellt, dass die Probe zwischen den einzelnen Pulsen komplett abkühlen kann und somit zu Pulsbeginn immer die Umgebungstemperatur bzw. die Temperatur des Probenhalters besitzt.

Im Folgenden sollen zuerst entsprechende Messungen an Probe 13, einer Laserdiode auf SiC-Substrat mit schmalen Wellenleiter ( $w_R = 2 \mu\text{m}$ ), vorgestellt werden. In Abb. 5.1 sind zeitlich (a) bzw. spektral (b) aufgelöste Messungen des lateralen Modenprofils dieser Probe bei einem Strom von  $I = 1,5I_{\text{th}}$  gezeigt. Die beiden Datensätze in (a) und (b) wurden gleichzeitig während eines Scans in lateraler Richtung durch das Maximum der Lasermode aufgenommen. Wie man in der SI-ZA-Messung in Abb. 5.1(a) erkennen kann, bleibt das laterale Modenprofil von Beginn des Pulses bei  $t = 0$  bis zum Ende des Pulses bei etwa  $t = 1,5 \mu\text{s}$  ziemlich konstant. Es zeigt dabei erwartungsgemäß ein Gauß'sches Profil mit einer Halbwertsbreite von etwa  $1,5 \mu\text{m}$ .

Die entsprechende SA-ZI-Messung in Abb. 5.1(b) zeigt ebenfalls ein sehr gleichförmiges Verhalten. Die Form des Spektrums hängt nur unwesentlich von der lateralen Position  $x$  ab, einzig die absolute Intensität ändert sich. Die einzelnen FP-Moden sind dabei gut zu erkennen, ihre bezüglich der spektralen Richtung asymmetrische Form erklärt sich durch die thermisch induzierte Verschiebung der einzelnen Moden während des Pulses.

Um diese spektrale Entwicklung während des Pulses zu veranschaulichen, soll eine gleichzeitig spektral und zeitlich aufgelöste Messung (SA-ZA) herangezogen werden, welche ebenfalls an Probe 13, und zwar in der Mitte des Wellenleiters bei  $x = 0$  und unter identischen Bedingungen wie in Abb. 5.1 durchgeführt wurde. Diese Messung ist in Abb. 5.2 gezeigt. Man sieht deutlich, wie sich sowohl die Einhüllende des Spek-

<sup>1</sup>engl.: *duty cycle*

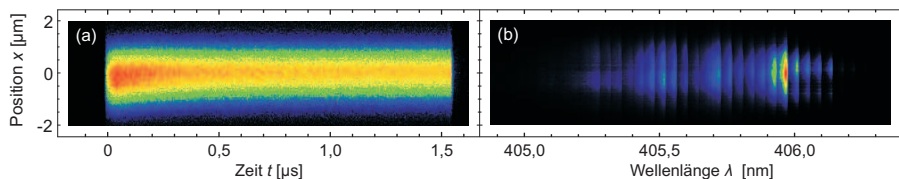


Abbildung 5.1.: SI-ZA- (a) bzw. SA-ZI-Messung (b) des lateralen Modenprofils von Probe 13 bei einem Strom von  $I = 1,5I_{th}$ .

trums als auch die einzelnen FP-Moden während des Pulses zu längeren Wellenlängen hin verschieben. Da die durch die Temperaturabhängigkeit der Bandkante bedingte Verschiebung der Einhüllenden in etwa dreimal so stark ist wie die Verschiebung der einzelnen FP-Moden, kommt es dazu, dass kurzwellige FP-Moden während des Pulses verschwinden und am langwelligen Ende neue Moden erscheinen.

Mithilfe des in Gleichung (5.3) angegebenen Zusammenhangs zwischen der Verschiebung einer einzelnen FP-Mode  $\lambda_p$  und der dazugehörigen Temperaturänderung kann man nun diese Art von Messungen benutzen, um die Temperaturentwicklung im Wellenleiter der Laserdiode während eines Pulses zu ermitteln. Dazu sucht man sich eine beliebige FP-Mode heraus und verfolgt deren spektrale Verschiebung vom Anfang bis zum Ende des Pulses, wie es durch die dicke weiße Linie in Abb. 5.2 dargestellt ist. In diesem Fall ergibt sich also eine Temperaturänderung von etwa 22 K während des Pulses, wobei der größte Teil der Temperaturänderung in den ersten paar 100 ns stattfindet.

Diese Methode wird beispielsweise auch in [Eich05a] benutzt und zeigt dort eine sehr gute Übereinstimmung mit anderen experimentellen Methoden sowie mit den Ergebnissen eines theoretischen Wärmeleitungsmodells. Als weitere experimentellen Methoden werden dort beispielsweise die Temperaturabhängigkeit der Spannung bzw. des Schwellstroms aufgeführt. In der Literatur finden sich noch zahlreiche weitere Methoden zur Bestimmung der Wellenleitertemperatur von Laserdioden. In [Lanc07] wer-

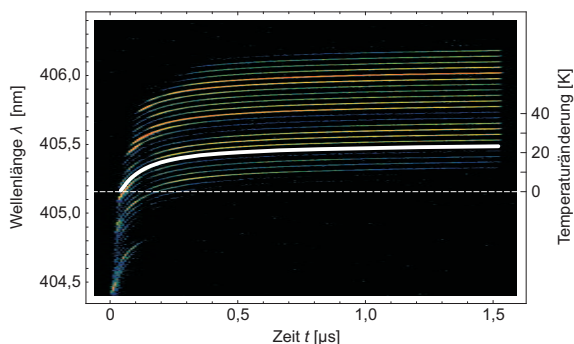


Abbildung 5.2.:

SA-ZA-Messung an Probe 13 bei etwa  $x = 0$  unter identischen Bedingungen wie in Abb. 5.1. Aus der Verschiebung der FP-Moden kann auf die Temperaturentwicklung im Wellenleiter geschlossen werden.

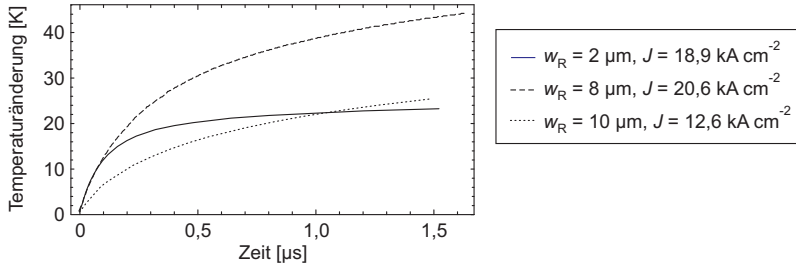


Abbildung 5.3.: Zeitaufgelöste Temperaturmessung, die an verschiedenen Proben mit Ridgebreite  $w_R$  bei der jeweiligen Stromdichte  $J$  durchgeführt wurde. Die durchgezogene Linie wurde aus der Messung in Abb. 5.2 an Probe 13 ermittelt, die gepunktete Kurve stammt von Probe 14, siehe Abb. 5.5 (a).

den beispielsweise FP-Oszillationen eines externen, in die Laserdiode eingekoppelten Lasers, herangezogen. Es besteht auch die Möglichkeit, mit einer hochauflösenden Wärmebildkamera die Temperaturverteilung auf der Facette zu bestimmen, wie es beispielsweise in [Chan06] für InP Laserdioden gezeigt wird.

Abbildung 5.3 zeigt als durchgezogene Linie die aus Abb. 5.2 entnommene zeitaufgelöste Temperaturmessung zusammen mit analogen Messungen, die an zwei weiteren Proben durchgeführt wurden. Bei den beiden anderen Proben handelt sich zum einen um eine weitere Laserdiode auf SiC-Substrat mit einer Ridgebreite von  $8\text{ }\mu\text{m}$  (gestrichelte Kurve), die in etwa bei derselben Stromdichte  $J$  betrieben wurde. Wie man in Abb. 5.3 erkennen kann, zeigen die durchgezogene und die gestrichelte Kurve während der ersten etwa  $100\text{ ns}$  ein identisches Verhalten, danach zeigt die Probe mit dem breiten Wellenleiter und der somit höheren eingebrachten Gesamtleistung einen wesentlich größeren Temperaturanstieg. Die dritte Messung in Abb. 5.3, dargestellt als gepunktete Linie, wurde an Probe 14, einer Laserdiode auf GaN-Substrat mit einer Ridgebreite von  $10\text{ }\mu\text{m}$ , durchgeführt. Diese zeigt aufgrund der geringeren Stromdichte zu Beginn des Pulses eine langsamere Erwärmung, nach etwa  $1\text{ }\mu\text{s}$  ist die Temperatur allerdings bereits höher als bei der Laserdiode mit schmalem Wellenleiter, die bei einer wesentlich höheren Stromdichte betrieben wird.

Während der Temperaturanstieg am Pulsanfang also hauptsächlich von der Stromdichte bzw. der eingebrachten Leistung pro Fläche abhängt, wird die Temperaturentwicklung im weiteren Verlauf des Pulses durch die Wärmeleitung definiert, deren Effizienz aus geometrischen Gründen mit steigender Ridgebreite abnimmt.

Im Folgenden wird nun das entsprechende zeitliche und spektrale Verhalten der Lasermode von Probe 14, einer Laserdiode auf GaN-Substrat mit einer Ridgebreite von  $10\text{ }\mu\text{m}$ , untersucht. Obwohl die bei dieser Probe gemessene absolute Temperaturänderung (gepunktete Kurve in Abb. 5.3) durchaus vergleichbar mit der von Probe 13 (durchgezogene Kurve) ist, zeigen die entsprechenden Messungen an der Probe mit

breitem Wellenleiter eine weitaus komplexere zeitliche und spektrale Dynamik. Diese Beobachtung begründet sich in der Tatsache, dass bei Laserdioden mit einer Ridgebreite größer als etwa  $2,5\text{ }\mu\text{m}$  das laterale Modenverhalten von Filamentierung bestimmt wird, wie in Kapitel 4 gezeigt wurde. Die Filamentierung an sich ist zwar ein Mechanismus, der allein durch ladungsträgerinduzierte Wechselwirkungen verursacht wird, die exakte Form der optischen Lasermode hängt in diesem Fall aber kritisch von den Randbedingungen ab, und diese können sehr wohl durch thermische Effekte beeinflusst werden. Wie im nächsten Abschnitt gezeigt wird, ist in diesem Zusammenhang die thermisch induzierte Änderung des lateralen Brechungsindexprofils der wahrscheinlichste Mechanismus.

Zuerst soll nun allerdings anhand von Probe 14 die spektrale und laterale Modendynamik breiter (Al,In)GaN Laserdioden im gepulsten Betrieb allgemein beschrieben werden. Abbildung 5.4 zeigt entsprechende SI-ZA- bzw. SA-ZI-Messungen an dieser Probe, wie sie in analoger Weise für Probe 13 in Abb. 5.1 gezeigt sind. Wie man in Abb. 5.4(a) erkennen kann, ändert sich das laterale Modenprofil während des Pulses. Einzelne Filamente entstehen erst im Verlauf des Pulses und bereits bestehende Filamente verändern zum Teil ihre Position und ihre Intensität. Dieses Verhalten ist typisch für (Al,In)GaN Laserdioden mit breitem Wellenleiter und wurde in ähnlicher Weise an allen untersuchten Proben gefunden. Im folgenden Abschnitt 5.3 wird diese Dynamik des lateralen Modenprofils anhand von entsprechenden Messungen an einer weiteren Probe bei verschiedenen Strömen ausführlich diskutiert.

Die spektrale Zusammensetzung der Lasermode von Probe 14, dargestellt in Abb. 5.4(b), unterscheidet sich ebenfalls deutlich von der entsprechenden Messung an der Laserdiode mit schmalen Wellenleiter. Genau genommen handelt es sich bei Abb. 5.4(b) um eine logarithmische Auftragung der spektralen Ableitung des aufgenommenen SA-ZI-Datensatzes. Diese Art der Auftragung wurde gewählt, um die einzelnen FP-Moden besser erkennbar zu machen.<sup>2</sup> Wie man klar erkennen kann, existieren unterschiedliche FP-Modenkämme, welche jeweils nur in bestimmten räumlich begrenzten Bereichen der Lasermode auftauchen. Das Auftreten unterschiedlicher FP-Modenkämme ist ein Anzeichen für die inkohärente Überlagerung mehrerer lateraler Moden bzw. Filamente mit unterschiedlicher Propagationskonstante und somit unterschiedlichem effektiven Brechungsindex ist. Mittels einer Faltung kann man mithilfe der in Abb. 5.4(b) gezeigten SA-ZI-Messung das laterale Intensitätsprofil der Lasermode in die einzelnen Filamente zerlegen [Brau08b]. Auf eine Beschreibung dieser Vorgehensweise wird an dieser Stelle verzichtet, da die Zerlegung der Lasermode anhand ihrer spektralen Zusammensetzung in Kapitel 6 ausführlich diskutiert wird.

<sup>2</sup>Die Verschiebung der einzelnen FP-Moden endet am Pulsende abrupt, was zu der in Abb. 5.1(b) erkennbaren asymmetrischen Form der einzelnen FP-Moden führt. Die resultierenden scharfen Kanten im Spektrum lassen sich mithilfe der Ableitung gut detektieren.



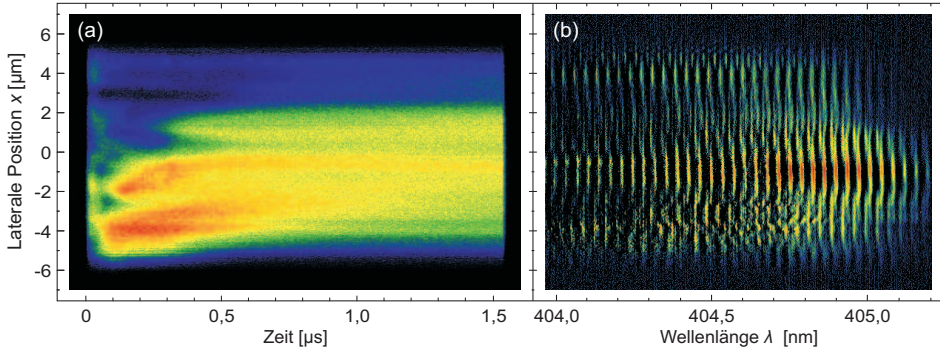


Abbildung 5.4.: SI-ZA- (a) bzw. SA-ZI-Messung (b) des lateralen Modenprofils von Probe 14 bei einem Strom von  $I = 2,0I_{th}$ .

An Probe 14 wurden außerdem gleichzeitig spektral und zeitlich aufgelöste Messungen (SA-ZA) an verschiedenen Punkten der Lasermode durchgeführt, um die spektrale Entwicklung während des Pulses zu untersuchen. Die entsprechende Messung, die bei etwa  $x = -2 \mu\text{m}$  unter identischen Bedingungen wie in Abb. 5.4 durchgeführt wurde, ist in Abb. 5.5(a) gezeigt. Von Beginn des Pulses bis zu etwa  $t = 0,5 \mu\text{s}$  existiert nur ein einziger FP-Modenkamm. Zur Verdeutlichung dieses Sachverhalts ist das entsprechende Spektrum bei  $t = 0,5 \mu\text{s}$  zusätzlich in Abb. 5.5 (b) dargestellt. Danach taucht allerdings ein zweiter Modenkamm auf, siehe Abb. 5.5 (c). Diese Beobachtung passt gut mit der Tatsache überein, dass das Filament, das sich in der entsprechenden SI-ZA-Messung in Abb. 5.4(a) zu Beginn des Pulses bei etwa  $x = -4 \mu\text{m}$  befindet, sich während des Pulses in positive  $x$ -Richtung verschiebt und somit dann ab etwa

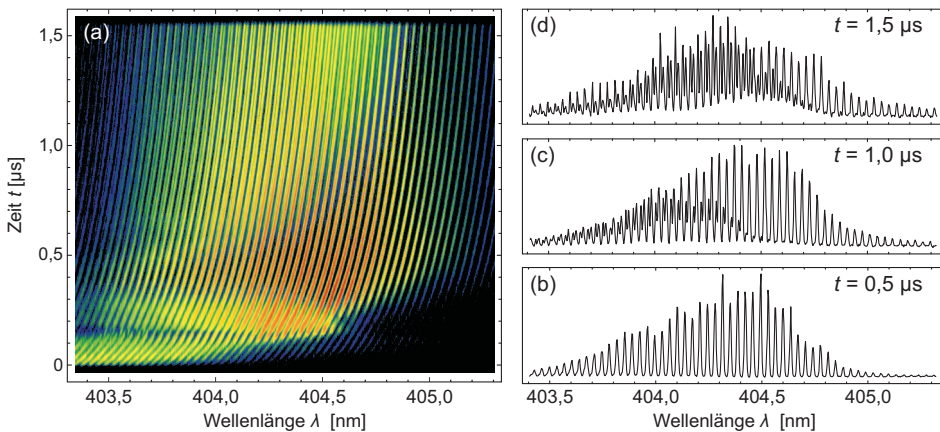


Abbildung 5.5.: SA-ZA-Messung an Probe 14 bei etwa  $x = -2 \mu\text{m}$  unter identischen Bedingungen wie in Abb. 5.4.

$t=0,5 \mu\text{s}$  in der SA-ZA-Messung bei  $x=-2 \mu\text{m}$  auftaucht.

Dieser zweite FP-Modenkamm gewinnt dann im Verlauf des Pulses an Intensität und ist schließlich zu Ende des Pulses in etwa genauso stark wie der erste Modenkamm, wie man in Abb. 5.5 (d) erkennen kann. In dieser Situation liegt also eine inkohärente Überlagerung zweier Filamente mit unterschiedlichen Propagationskonstanten vor.

Anhand der in Abb. 5.5 gezeigten Messung kann man also erkennen, dass Änderungen im lateralen Modenprofil mit Änderungen in der spektralen Zusammensetzung verknüpft sind, sofern es sich bei der Lasermode um eine inkohärente Überlagerung verschiedener lateraler Moden bzw. Filamente handelt.

### 5.3. Beobachtung einer kritischen Temperatur

Im vorherigen Abschnitt konnte gezeigt werden, dass das laterale Modenprofil von (Al,In)GaN Breitstreifenlasern im gepulsten Betrieb eine Dynamik auf derselben Zeitskala zeigt, auf der sich die Temperaturänderung im Wellenleiter abspielt. Diese Beobachtung soll im Folgenden noch konkretisiert werden, indem das zeitliche Verhalten des lateralen Modenprofils (Abschnitt 5.3.1) bzw. der spektralen Zusammensetzung (Abschnitt 5.3.2) der Lasermode für verschiedenen Ströme analysiert wird. Die Idee dahinter ist, dass sich die Laserdiode umso schneller erwärmt, je höher der Strom ist. Somit existieren bei den verschiedenen Strömen zu jeweils unterschiedlichen Zeitpunkten vergleichbare Temperaturverhältnisse in der Diode. Auf diese Weise lässt sich ein eindeutiger Zusammenhang zwischen der Wellenleitertemperatur und der Konfiguration der Lasermode herstellen.

#### 5.3.1. Im lateralen Modenprofil

Die Abbildungen 5.6(a-c) zeigen zeitaufgelöste Messungen des lateralen Modenprofils von Probe 15, einer Laserdiode auf SiC-Substrat mit einer Ridgebreite von  $10 \mu\text{m}$ , bei Strömen von  $I=1,1 I_{\text{th}}$ ,  $I=1,3 I_{\text{th}}$  und  $I=1,5 I_{\text{th}}$ . Wie man deutlich erkennen kann, liegt diesen drei Abbildungen ein ähnliches Muster zugrunde, welches mit steigendem Strom zeitlich gestaucht erscheint. So kann zum Beispiel das durch Pfeile markierte Filament bei allen drei Strömen, jedoch zu unterschiedlichen Zeitpunkten, identifiziert werden. In Abb. 5.6(d) sind diese Zeitpunkte, an denen das besagte Filament auftaucht, als senkrechte Linien eingezeichnet und können auf diese Weise mit der entsprechenden Wellenleitertemperatur für den jeweiligen Strom in Verbindung gebracht werden. Dies wurden auch für weitere Ströme ( $1,2 I_{\text{th}}$ ,  $1,4 I_{\text{th}}$  und  $1,6 I_{\text{th}}$ ) durchgeführt. Die dazugehörigen Messungen sind hier aus Platzgründen nicht abgebildet.

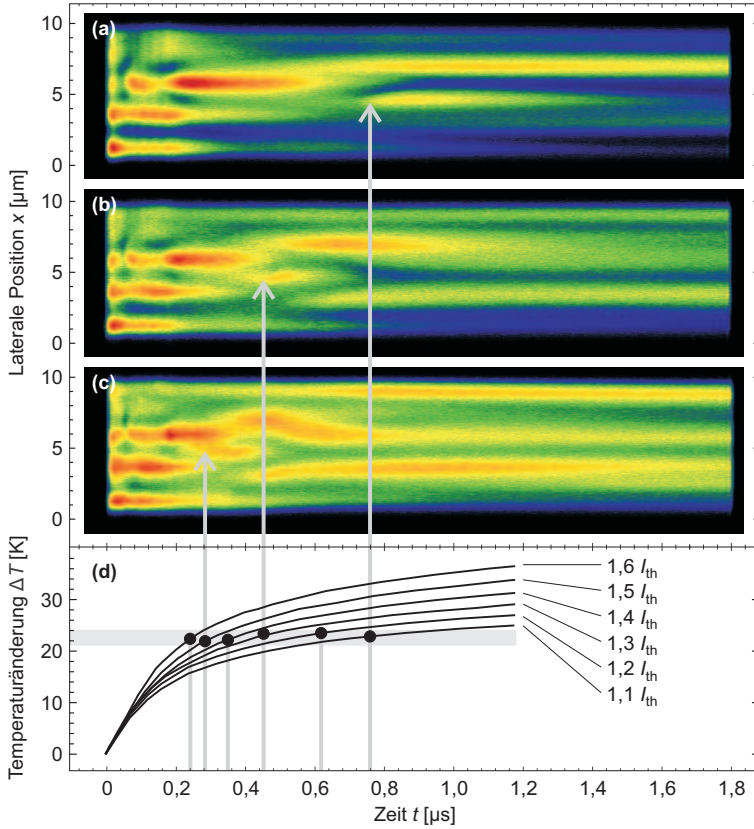


Abbildung 5.6.: (a-c) Zeitaufgelöste Messungen des lateralen Modenprofils von Probe 15 bei Strömen von  $I = 1,1 I_{th}$ ,  $I = 1,3 I_{th}$  und  $I = 1,5 I_{th}$ . (d) Korrelation zwischen dem Einsetzen eines bestimmten Filaments (senkrechte Linien) und der entsprechenden Wellenleitertemperatur (schwarze Linien) zum jeweiligen Zeitpunkt.

Die zeitaufgelösten Temperaturkurven in Abb. 5.6(d) stammen von spektral zeitaufgelösten Messungen an einer ähnlichen Probe und können gut durch das in Kapitel A.3 beschriebene Wärmeleitungsmodell reproduziert werden. Abbildung 5.6(d) zeigt eine eindeutige Korrelation zwischen dem Einsetzen des markierten Filaments und der jeweiligen Wellenleitertemperatur. Alle Schnittpunkte liegen im selben Temperaturbereich, der durch einen waagrechten grauen Balken gekennzeichnet ist. In diesem Fall beträgt diese "kritische" Temperaturänderung  $\Delta T$  etwa 22 Kelvin bezogen auf den Pulsbeginn.

### 5.3.2. In der spektralen Zusammensetzung

Wie schon in Abschnitt 5.2 anhand von Abb. 5.5 erläutert wurde, können verschiedene Filamente unterschiedliche Propagationskonstanten besitzen und weisen somit unterschiedliche FP-Modenkämme auf. Auf diese Weise sind Veränderungen im lateralen Modenprofil mit Veränderungen in der spektralen Zusammensetzung der Lasermode verknüpft. Oder anders gesagt, man kann das Auftauchen eines neuen Filaments mit unterschiedlicher Propagationskonstante nicht nur im räumlichen Modenprofil sondern auch im Laserspektrum erkennen.

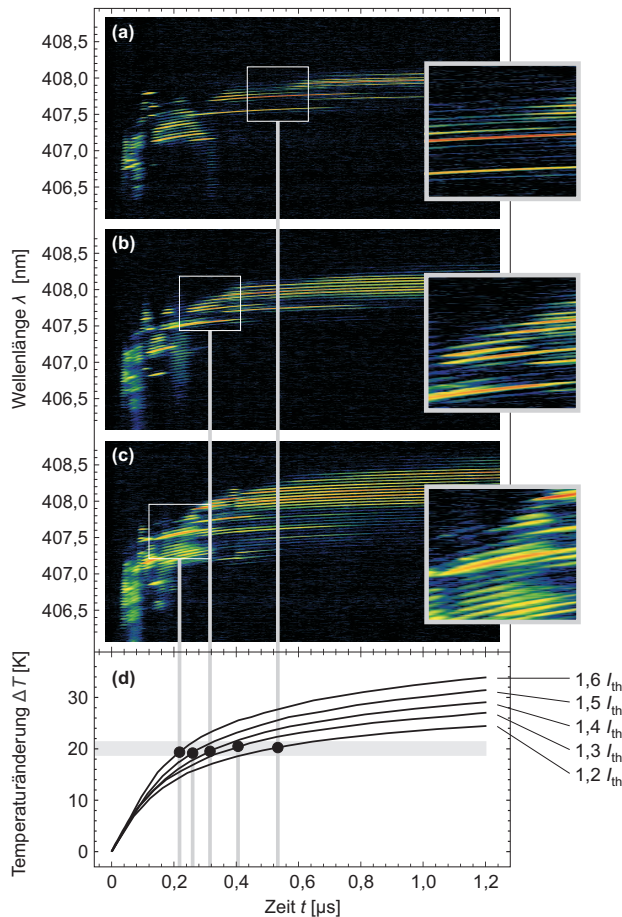


Abbildung 5.7.: (a-c) Zeitaufgelöste Messungen des räumlich integrierten Laserspektrums von Probe 16 bei Strömen von  $I = 1,2 I_{th}$ ,  $I = 1,4 I_{th}$  und  $I = 1,6 I_{th}$ . (d) Korrelation zwischen dem Auftauchen eines neuen FP-Modenkamms (senkrechte Linien) und der entsprechenden Wellenleitertemperatur (schwarze Linien) zum jeweiligen Zeitpunkt.

Abbildungen 5.7(a-c) zeigen daher zeitaufgelöste Messungen des Laserspektrums von Probe 16 bei Strömen von  $I = 1,2 I_{\text{th}}$ ,  $I = 1,4 I_{\text{th}}$  und  $I = 1,6 I_{\text{th}}$ . Analog zu Abb. 5.6 zeigen auch diese drei Abbildungen ein charakteristisches Muster, das mit steigendem Strom zeitlich gestaucht erscheint. Die Bereiche, in denen jeweils ein neuer FP-Modenkamm erscheint, sind markiert und jeweils rechts vergrößert dargestellt. Die jeweiligen Zeitpunkte sind durch senkrechte Linien gekennzeichnet und können somit wiederum mit den entsprechenden zeitaufgelösten Temperaturmessungen, dargestellt als schwarze Linien in 5.6(d), in Verbindung gebracht werden. Auch hier wurden wiederum Daten von zusätzlichen Stromwerten mit einbezogen. Die Temperaturkurven stammen in diesem Fall direkt aus den zeitaufgelösten Spektren.

Offensichtlich gibt es auch in dieser Messung eine klare Korrelation zwischen dem Erreichen einer bestimmten Wellenleitertemperatur und dem Erscheinen des neuen FP-Modenkamms, was gleichbeutend mit einer Veränderung im lateralen Modenprofil ist.

### 5.3.3. Diskussion

Die in den beiden vorherigen Abschnitten gezeigten Messungen bestätigen also die Vermutung, dass thermische Veränderungen die treibende Kraft für Veränderungen im lateralen Modenprofil der Lasermode auf einer Zeitskala im Bereich von etwa 100 ns aufwärts sind. In diesem Abschnitt soll nun erläutert werden, über welchen Mechanismus diese Korrelation vermittelt wird. Wie bereits angesprochen, hat die steigende Temperatur während des Pulses vielfältige Auswirkungen auf verschiedene Parameter. Allerdings erklärt keiner der in Abschnitt 5.1 aufgeführten temperaturabhängigen Effekte direkt die eben beschriebenen signifikanten Änderungen im lateralen Modenprofil. Die Idee ist, dass die Temperaturänderung während des Pulses das laterale Brechungsindexprofil des Wellenleiters modifiziert und auf diese Weise die Formation der Lasermode beeinflusst.

Diese These soll im Folgenden anhand eines Vergleiches zwischen Messungen der Lasermode von Probe 15 und Simulationen der Wellenleiter-Mode unter Berücksichtigung thermischer Einflüsse auf das laterale Brechungsindexprofil bestätigt werden. Die angesprochenen Messungen wurden bei einem Strom von  $I = 1,4 I_{\text{th}}$  durchgeführt und sind in Abb. 5.8 gezeigt. Die Abbildung zeigt zweidimensionale Aufnahmen der Lasermode zu verschiedenen Zeiten des Pulses. Die einzelnen Bilder wurden aus einem zeitaufgelösten Scan rekonstruiert.

Die entsprechenden Simulationen werden mit dem in Abschnitt 4.3 vorgestellten Modell durchgeführt, wobei einzig der thermische induzierte Beitrag  $\Delta n_{\text{therm}}(x)$  zum lateralen Brechungsindexprofil  $\Delta n(x)$  in Gleichung (4.8) variiert wird. Der Einfluss der steigenden Temperatur auf andere Laserparameter wie zum Beispiel die Verstärkung

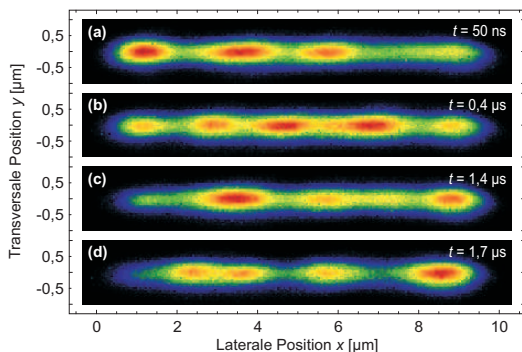


Abbildung 5.8.: Modenprofil von Probe 15 bei einem Strom von  $I = 1,4 I_{th}$ , gemessen zu verschiedenen Zeiten eines Pulses.

wird hierbei nicht berücksichtigt.

Abbildung 5.9 zeigt die Ergebnisse dieser Simulation. Die der Simulation zugrunde liegenden lateralen Temperaturprofile  $\Delta T(x)$  wurden mithilfe des in Kapitel A.3 vorgestellten einfachen Wärmeleitungsmodells berechnet, denn experimentell lässt sich aus der spektralen Verschiebung der FP-Moden nur die Änderung der mittleren Wellenleitertemperatur während des Pulses ermitteln, nicht jedoch die entsprechende laterale Verteilung der Temperatur. Dabei wurde die Annahme gemacht, dass die gesamte Heizleistung im Bereich der aktiven Zone unterhalb des Wellenleiters erzeugt wird. Der entscheidende Punkt ist hierbei, dass mit steigender maximaler Wellenleitertemperatur  $\Delta T_{max}$  auch der Temperaturgradient in lateraler Richtung steigt und sich somit das laterale Temperaturprofil  $\Delta T(x)$  ändert.

Mithilfe von Gleichung (5.2) lässt sich dieses Temperaturprofil  $\Delta T(x)$  dann in ein thermisch induziertes Brechungsindexprofil  $\Delta n_{therm}(x)$  umrechnen. Die daraus resultierenden Brechungsindexprofile  $\Delta n(x)$  sind in Abb. 5.9(a) dargestellt. Als Werte für  $\Delta T_{max}$  wurden die Temperaturen 0, 15, 30 und 50 Kelvin gewählt.

Diese Brechungsindexprofile  $\Delta n(x)$  liefern nun sozusagen die Randbedingungen für die Berechnung der Wellenleiter-Mode mithilfe des in Kapitel 4.3 vorgestellten Modells. Die entsprechenden Ergebnisse sind in Abb. 5.9(b) zu sehen.

Zum Vergleich sind in Abb. 5.9(c) die experimentell bestimmten lateralen Modenprofile aus den in Abb. 5.8 gezeigten Messungen an Probe 15 zu verschiedenen Zeiten des Pulses gezeigt. Die für die Simulation verwendeten Wellenleitertemperaturen entsprechen in etwa den Temperaturen zu den Zeitpunkten der in Abb. 5.9(c) gezeigten Messungen.

Der Vergleich zwischen Simulation und Experiment zeigt qualitativ eine recht gute Übereinstimmung. In beiden Fällen taucht mit steigender Wellenleitertemperatur ein weiteres Filament auf und die bestehenden Filamente ändern ihre Position und ihre



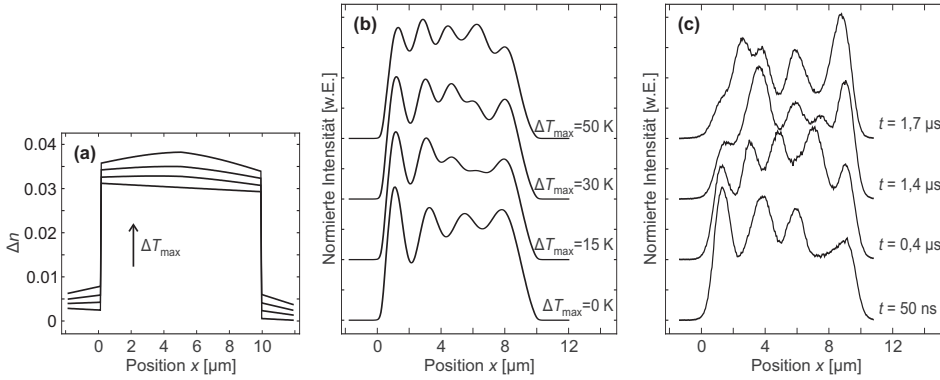


Abbildung 5.9.: Veranschaulichung der Auswirkungen des lateralen Temperaturprofils auf die optische Mode. (a) Berechnete Brechungsindexprofile  $\Delta n(x)$  zu den Temperaturen  $\Delta T = 0, 15, 30$  und  $50$  Kelvin. (b) Mithilfe des in Kapitel 4.3 vorgestellten Modells simuliertes laterales Modenprofil für die verschiedenen in (a) gezeigten Brechungsindexprofile. Dazu wurde der in Tabelle 4.1 angegebene Parametersatz verwendet. (c) Zum Vergleich die experimentellen lateralen Modenprofile aus den in Abb. 5.8 gezeigten Messungen an Probe 15, die zu verschiedenen Zeiten des Pulses aufgenommen wurden.

Intensität. Auffällig ist allerdings, dass die im Experiment beobachtete Änderung des lateralen Modenprofils deutlicher ausfällt als in der Simulation. Dies kann mehrere Gründe haben. Zum einen handelt es sich bei den für die Simulation verwendeten Temperaturprofilen nur um Abschätzungen, bei dem verwendeten Wärmeleitungsmodell werden grobe Näherungen gemacht. Zum anderen wird bei der eigentlichen Simulation der Wellenleiter-Mode die spektrale Dimension vollkommen außer Acht gelassen. Wie man in Abb. 5.7 erkennen kann, verschiebt sich der Schwerpunkt des Spektrums der Laserdiode bei der entsprechenden Temperaturänderung um fast  $2 \text{ nm}$  und somit ändert sich während des Pulses die Ordnung  $p$  der aktiven FP-Moden  $\lambda_p$ . Durch die in Kapitel 2.2 beschriebenen Fluktuationen in der Verstärkung verschiedener FP-Moden  $\lambda_p$  kann es daher bei einer Temperaturänderung zu einer Verstärkung oder Abschwächung unterschiedlicher FP-Modenkämme und somit zum Erscheinen oder Verschwinden einzelner Filamente kommen. Wie in Kapitel 2.2 gezeigt wurde, sind diese Fluktuationen vor allem bei Laserdioden auf SiC-Substrat besonders ausgeprägt. Auch bei der in diesem Abschnitt beschriebenen Probe 15 handelt es sich um eine Laserdiode auf SiC-Substrat. Betrachtet man dagegen Abb. 5.4(a), in der die zeitliche Entwicklung des lateralen Intensitätsprofils einer Laserdiode mit breitem Wellenleiter auf GaN-Substrat abgebildet ist, so zeigt sich ein wesentlich homogeneres Bild. Auch die dazugehörige spektral und zeitlich aufgelöste Messung in Abb. 5.5 zeigt ein deutlich glatteres Spektrum sowie eine kontinuierliche Veränderung während des Pulses, und keine abrupten Sprünge wie bei der entsprechenden Messung an der Diode auf SiC-Substrat. Die in Kapitel 2 beschriebenen spektralen Fluktuationen, die bei La-

serdioden mit schmalem Wellenleiter festgestellt wurden, haben also bei Laserdioden mit breitem Wellenleiter offensichtlich Auswirkungen auf die Stabilität des lateralen Modenprofils.



## 6. Kopplung von Filamenten zu Supermoden

Nachdem in Kapitel 4 das prinzipielle Auftreten von Filamenten sowohl experimentell als auch theoretisch beschrieben wurde, konnte in Kapitel 5 die beobachtete zeitliche Dynamik im gepulsten Betrieb auf thermische Effekte zurückgeführt werden. In diesem Kapitel wird nun anhand der spektralen Zusammensetzung der Lasermode die räumliche Kohärenz der Lasermode von (Al,In)GaN Breitstreifenlasern untersucht. Auf diese Weise kann gezeigt werden, dass einzelne Filamente zu sog. Supermoden koppeln, welche sich je nach Strom wiederum inkohärent überlagern können. Dieses Verhalten ist aus anderen Materialsystemen bekannt und wurde zuvor bei (Al,In)GaN Laserdioden noch nicht beobachtet.

Im ersten Abschnitt dieses Kapitels wird zuerst der bei Strömen knapp über der Schwelle auftretende Fall beschrieben, dass alle Filamente kohärent koppeln und somit nur eine einzelne Supermode existiert. Bei höheren Strömen kommt es dann zu einer räumlichen Überlagerung mehrerer Supermoden, welche zueinander inkohärent sind. Die in diesem Kapitel gezeigten Ergebnisse wurden bereits teilweise in [Brau09a] veröffentlicht.

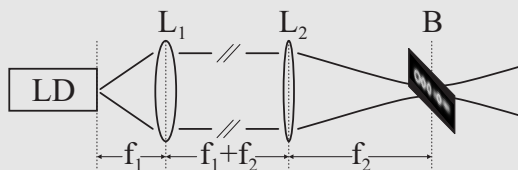
## 6.1. Beobachtung phasenstarr gekoppelter Filamente

Um die räumliche Kohärenz der Lasermode zu untersuchen, soll nun neben dem Profil der Lasermode zusätzlich die spektrale Zusammensetzung Beachtung finden. Dazu werden orts aufgelöste Messungen des Spektrums der Lasermode im Nahfeld durchgeführt. Prinzipiell handelt es sich dabei um analoge Messungen, wie sie in Kapitel 5.2 mit dem SNOM durchgeführt wurden.

Für die in diesem Kapitel gezeigten Messungen wurde allerdings eine abbildende Methode verwendet, welche in folgendem Einschub kurz vorgestellt wird.

### Einschub 6: Nahfeld-Abbildung

Um die Lasermode beim Austritt aus der Laserfacette vergrößert abzubilden, wird ein sog. Gauß-Teleskop verwendet. Es besteht im Prinzip aus einer Kombination zweier Linsen  $L_1$  und  $L_2$  mit Brennweiten  $f_1$  bzw.  $f_2$ , die in einem Abstand  $f_1 + f_2$  angeordnet sind.



Auf diese Weise wird gewährleistet, dass nicht nur das Intensitätsprofil der Lasermode sondern auch die darin enthaltene Phaseninformation korrekt abgebildet wird. Dies ist für die später in Kapitel 7 vorgestellten Abbildungen der propagierenden Lasermode, welche ebenfalls mit diesem Aufbau durchgeführt werden, essentiell.

Die Vergrößerung  $m$  dieser Abbildung ist einfach durch das Verhältnis von  $f_1/f_2$  gegeben. Da (Al,In)GaN Laserdioden speziell in transversaler Richtung einen hohen Divergenzwinkel aufweisen, muss eine asphärisch korrigierte Linse  $L_1$  mit hoher numerischer Apertur (NA) verwendet werden.

Für Messungen der Intensitätsverteilung im Nahfeld wird die Facette direkt auf den Chip einer CCD-Kamera abgebildet, die sich in der Bildebene  $B$  befindet. Alternativ kann hier auch eine *single-mode* Glasfaser montiert werden. Auf diese Weise kann die spektrale Zusammensetzung oder auch die zeitliche Dynamik der Lasermode orts aufgelöst untersucht werden, wie bereits in Einschub 5 auf Seite 104 erläutert wurde. Die Ortsauflösung ist beugungsbegrenzt durch die NA der Linse  $L_1$  gegeben und wird bei einer verwendeten Vergrößerung von  $m=35$  weder durch die Pixelgröße der CCD-Kamera ( $4,65\ \mu\text{m}$ ) noch durch den Durchmesser des Glasfaserkerns ( $3\ \mu\text{m}$ ) eingeschränkt.

Diese abbildende Methode bietet gegenüber dem SNOM einige Vorteile, hauptsächlich hinsichtlich der Langzeitstabilität. Der größte Nachteil liegt dagegen in der im Vergleich zum SNOM schlechteren Ortsauflösung, welche hier bei etwa  $0,5\ \mu\text{m}$  liegt. Dies bringt zwar Einschränkungen bei der Untersuchung von schmalen Laserdioden mit sich, die Beobachtung von Filamenten in breiten Laserdioden ist jedoch unproblematisch.

Eine ausführlich Beschreibung dieser experimentellen Methode findet man in [Rogo08] und [Rogo09].

Ein aus experimenteller Sicht essentieller Punkt bei der Durchführung der in diesem Kapitel gezeigten Messungen ist die Tatsache, dass die untersuchten Laserdioden im *cw*-Modus betrieben werden können. Wie in Kapitel 5.2 gezeigt wurde, verschleiert nämlich die thermisch bedingte Verschiebung der einzelnen FP-Moden im gepulsten Betrieb die Information von spektral aufgelösten Messungen und erschwert somit Aussagen über die räumliche Kohärenz der Lasermode.

Alle in diesem Kapitel gezeigten Messungen wurden an Probe 17, einer (Al,In)GaN Laserdiode mit einer Ridgebreite von  $10\text{ }\mu\text{m}$  und einer Emissionswellenlänge von  $\lambda \approx 445\text{ nm}$ , durchgeführt. Bei dieser Probe handelt es sich um eine für diese Wellenlänge optimierte Standardstruktur, bei der einzig der Wellenleiter verbreitert wurde. Der epitaktische Aufbau sowie die Verspiegelung der Facetten wurden nicht explizit auf hohe Ausgangsleistungen optimiert. Es ist allerdings anzumerken, dass ein ähnliches Verhalten wie bei dieser Probe bei allen untersuchten (Al,In)GaN Breitstreifenlasern gefunden wurde, so auch bei Probe 18 und Probe 19, welche eine ähnliche Struktur wie die in [Brün09] beschriebenen Proben und somit eine dementsprechend modifizierte Wellenleiterstruktur besitzen. Weiter unten in Kapitel 7 werden auch Messungen an diesen Proben gezeigt.

Die Messung in Abb. 6.1(a) zeigt eine Nahfeld-Aufnahme von Probe 17 bei einem Strom von  $I = 1,23\text{ }I_{\text{th}}$ , also relativ knapp über der Schwelle. Die Lasermode schnürt sich bei diesem Strom auf vier Filamente ein, wobei die beiden Filamente bei  $x = 2\text{ }\mu\text{m}$  und  $x = 4\text{ }\mu\text{m}$  sehr nahe beieinander liegen. Abbildung 6.1(b) zeigt das zugehörige

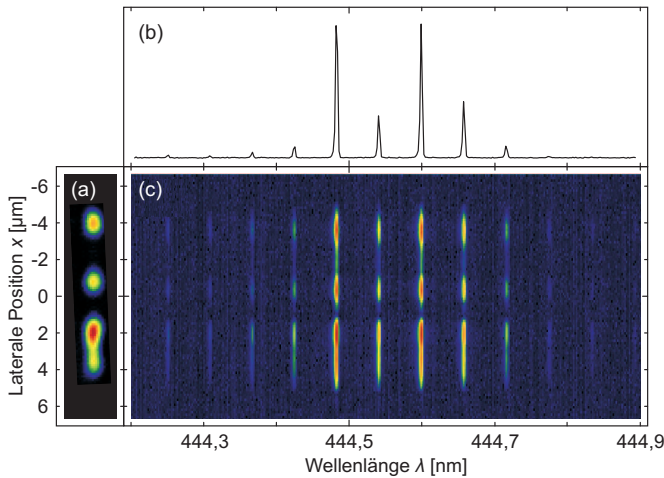


Abbildung 6.1.: (a) Nahfeld-Messung der Lasermode von Probe 17 bei einem Strom von  $I = 1,23\text{ }I_{\text{th}}$ . (b) Bei gleichem Strom aufgenommenes räumlich integriertes Spektrum. (c) Dazugehörige spektral und ortsauflösende Messung des lateralen Modenprofils.

räumlich integrierte Spektrum, das unter denselben Bedingungen aufgenommen wurde. Es sind mehrere longitudinale Moden zu erkennen, wie es für Laserdioden auf GaN-Substrat typisch ist (siehe Abschnitt 2.2). Die einzelnen Moden haben einen Abstand von etwa  $\Delta\lambda = 55$  pm. Dies passt gut mit dem nach Gleichung (1.60) erwarteten Wert für FP-Moden bei einer Wellenlänge von  $\lambda \approx 445$  nm in einem Resonator der Länge  $L = 600$   $\mu\text{m}$  überein. Die einzelnen Moden gehören also zum selben Modenkamm.

Die entscheidende Information liefert nun die gleichzeitig räumlich und spektral aufgelöste Messung in Abb. 6.1(c). Die Daten in dieser Abbildung stammen aus einem Linien-Scan mit der Glasfaser in lateraler Richtung durch die abgebildete Lasermode, wobei an jeder Position des Scans ein hochaufgelöstes Spektrum aufgenommen wurde. Die Besonderheit liegt nun darin, dass alle Spektren des Scans, abgesehen von ihrer Intensität, nahezu identisch sind. Oder anders gesagt, jede einzelne FP-Mode zeigt das gleiche laterale Modenprofil. Dieses Verhalten ist ein eindeutiger Hinweis auf eine phasenstarre Kopplung<sup>1</sup> zwischen den Filamenten [Salz86]. Phasenstarre Kopplung bedeutet, dass alle Filamente die selbe Propagationskonstante  $\beta$  und somit den selben effektiven Brechungsindex  $n_{\text{eff}}$  besitzen. Die Filamente sind also kohärent und besitzen somit eine feste Phasenbeziehung zueinander, was aber keinesfalls bedeuten muss dass alle Filamente in Phase oszillieren.

Eine solche Anordnung phasenstarr gekoppelter Filamente wurde bereits in den 1980ern in (Al,In)GaAs Breistreifenlasern beobachtet und wird in der entsprechenden Literatur oft als Supermode bezeichnet [Salz86, Kapo84]. Dieser Begriff Supermode wird auch bei Laserdioden-Arrays verwendet, wenn die Moden der einzelnen Laser untereinander koppeln [Kapo84, Lars86].<sup>2</sup>

Eine weitere wichtige Information, um die Kopplung zwischen den Filamenten genauer zu verstehen, ist die Phasenbeziehung benachbarter Filamente. Um diese zu bestimmen, muss die Propagation der Lasermode ins Fernfeld untersucht werden. Die dazugehörigen Messungen werden in Kapitel 7 gezeigt und ausführlich diskutiert.

## 6.2. Inkohärente Überlagerung von Supermoden

Während die Messung im vorherigen Abschnitt bei einem relativ niedrigen Strom durchgeführt wurde, soll nun das Verhalten der Lasermode von Probe 17 bei höheren Strömen untersucht werden. Anhand von räumlich und spektral aufgelösten Messun-

<sup>1</sup>engl.: *phase-locking*

<sup>2</sup>Der Begriff *super-mode* wird abgesehen davon noch in einem anderen Zusammenhang benutzt, nämlich für eine Linearkombination aus TE- und TM-Moden in einem doppelbrechenden GaInP/AlGaInP-Wellenleiter [Mori96].

gen wird gezeigt, dass es hierbei zu einer inkohärenten Überlagerung von verschiedenen Supermoden kommt.

Erhöht man den Strom, so verändert sich sowohl das Spektrum als auch das Nahfeld der Laserdiode in nicht trivialer Weise. Dies ist eine grundlegende und wichtige Beobachtung, da dies auch Auswirkungen auf das dazugehörige Fernfeld der Laserdioden hat. Dieser Zusammenhang wird in Kapitel 7 noch ausführlich diskutiert. Zunächst aber möchte ich die angesprochenen spektralen und räumlichen Veränderungen der Lasermode im Wellenleiter genauer beschreiben.

Abbildung 6.2 zeigt das räumlich integrierte Spektrum von Probe 17 als Funktion des Stromes (a) sowie Nahfeld-Aufnahmen der Lasermode bei drei verschiedenen Strömen (b-d). Die kontinuierliche Verschiebung der einzelnen longitudinalen Moden zu längeren Wellenlängen mit steigendem Strom erklärt sich durch die steigende Temperatur und die damit verbundene Brechungsindexänderung und ist in diesem Zusammenhang ohne Bedeutung. Die Messung bei  $I = 1,23 I_{th}$  wurde bereits anhand von Abb. 6.1 ausführlich diskutiert. Bei diesem Strom existiert nur ein einziger FP-Modenkamm und somit gehören alle Filamente zur selben Supermode.

Ab einem Strom von etwa  $I = 1,3 I_{th}$  taucht jedoch in Abb. 6.2(a) ein zweiter Modenkamm auf und gleichzeitig erscheint im Nahfeld ein neues Filament bei  $x = -2,5 \mu m$ , wie man in der entsprechenden Nahfeld-Messung bei  $I = 1,54 I_{th}$  in Abb. 6.2(c) erkennen kann. Bei noch höheren Strömen wird das Spektrum zunehmend komplexer und auch im Nahfeld, zu sehen in Abb. 6.2(d), treten weitere Veränderungen auf. Zunächst soll jedoch das Verhalten bei  $I = 1,54 I_{th}$  anhand einer gleichzeitig räumlich und spektral aufgelösten Messung genauer untersucht werden.

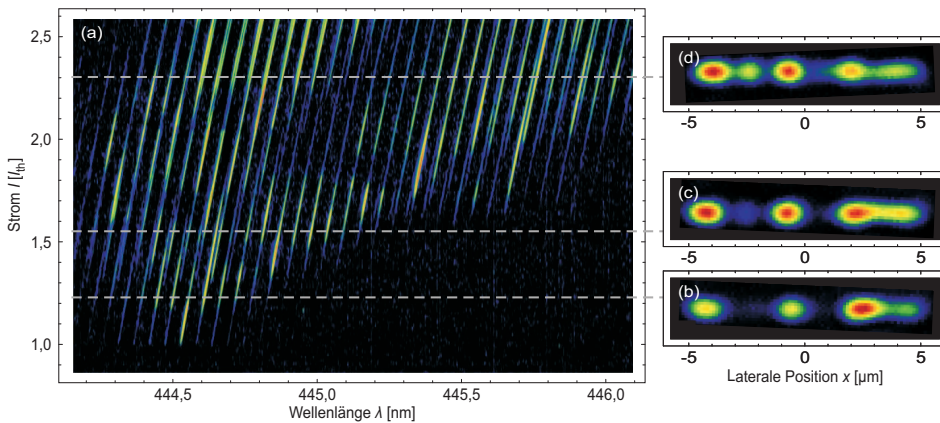


Abbildung 6.2.: (a) Laserspektrum von Probe 17 über einen großen Strombereich. Rechts sind die entsprechenden Nahfeld-Messungen bei Strömen von  $I = 1,23 I_{th}$  (b),  $I = 1,54 I_{th}$  (c) und  $I = 2,31 I_{th}$  (d) abgebildet.

Abbildung 6.3(a) zeigt erneut die Nahfeld-Messung, die auch in Abb. 6.2(c) zu sehen ist. Im dazugehörigen räumlich integrierten Spektrum in Abb. 6.3(b) kann man deutlich zwei FP-Modenkämme erkennen. Um diese gut unterscheiden zu können, sind sie blau bzw. rot hinterlegt und werden im Folgenden mit X bzw. Y bezeichnet. Die Existenz zweier Modenkämme deutet bereits darauf hin, dass sich im Vergleich zur Messung bei  $1,23 I_{\text{th}}$  ein zusätzliches Filament bzw. eine zusätzliche Supermode mit unterschiedlicher Propagationskonstante  $\beta$  und somit unterschiedlichem effektivem Brechungsindex  $n_{\text{eff}}$  gebildet hat.

Um die Lasermode in die Anteile mit unterschiedlichen Propagationskonstanten zu zerlegen, wird erneut eine gleichzeitig spektral und räumlich aufgelöste Nahfeld-Abbildung herangezogen. Diese ist in Abb. 6.3(c) gezeigt. Der entscheidende Punkt ist nun, dass die beiden FP-Modenkämme X und Y offensichtlich ein komplett unterschiedliches laterales Profil zeigen. So kann man zum Beispiel erkennen, dass das neue Filament bei  $x \approx -2,5 \mu\text{m}$  vom Modenkamm Y stammt, während im Bereich  $x > 3 \mu\text{m}$  die spektralen Anteile vom Modenkamm X überwiegen. Die beiden FP-Modenkämme repräsentieren also zwei Supermoden X und Y, welche sich räumlich zumindest teilweise überlagern. Integriert man die Intensitäten aus Abb. 6.3(c) über die in Abb. 6.3(b) jeweils blau bzw. rot markierten Bereiche, so kann man die beiden Supermoden X und Y anhand ihrer spektralen Zusammensetzung trennen. Das Ergebnis ist in Abb. 6.3(d) gezeigt: Das spektral integrierte laterale Intensitätsprofil (schwarz) ist eine Superposition der beiden Supermoden X (blau) und Y (rot).

Die beiden Supermoden X und Y überlagern sich also sowohl räumlich als auch spektral, das heißt die beiden FP-Modenkämme greifen ineinander. Aber sie besitzen eben unterschiedliche Propagationskonstanten und somit überlagern sich die beiden Supermoden inkohärent, das heißt die resultierende Intensitätsverteilung ist einfach die Summe der Intensitäten der beiden Supermoden. In Kapitel 7.3.2 wird schließlich gezeigt, dass verschiedene Supermoden auch unabhängig voneinander propagieren und somit auch das Fernfeld aus einer inkohärenten Überlagerung der Fernfelder der einzelnen Supermoden resultiert.

Die FP-Moden der beiden Supermoden X und Y haben einen spektralen Abstand von etwa  $\Delta\lambda = 12 \text{ pm}$  zueinander, was einem Frequenzunterschied von etwa  $\Delta\nu = 18 \text{ GHz}$  entspricht. In diesem Frequenzbereich würde man also eine Schwebung, welche durch die Überlagerung der beiden Supermoden X und Y verursacht wird, in der Intensität der Laserstrahlung erwarten. Diese Frequenz ist allerdings zu hoch, als dass sie mit den zu Verfügung stehenden Geräten detektiert werden könnte.

Analoge räumlich und spektral aufgelöste Messungen, wie sie in Abb. 6.3 gezeigt sind, wurden auch noch für höhere Ströme an dieser Probe durchgeführt. Auf diese Weise lassen sich die lateralen Intensitätsprofile im Nahfeld als Überlagerung von verschiedenen Supermoden darstellen. Abbildung 6.4 zeigt die Ergebnisse dieser Messungen

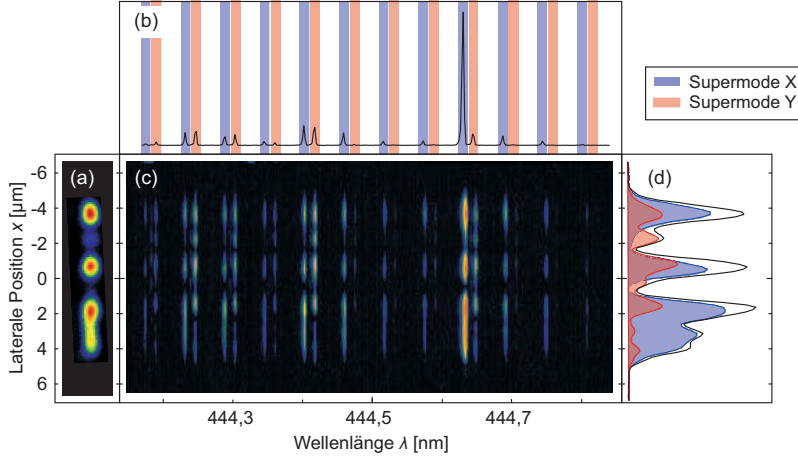


Abbildung 6.3.: (a) Nahfeld-Abbildung der Lasermode von Probe 17 bei einem Strom von  $I = 1,54 I_{th}$ . (b) Räumlich integriertes Spektrum unter identischen Bedingungen. Die beiden Modenkämme X und Y sind blau bzw. rot markiert. (c) Dazugehörige räumlich und spektral aufgelöste Nahfeld-Messung des lateralen Modenprofils. (d) Laterales Intensitätsprofil (schwarz), welches sich aus den beiden Supermoden X (blau) und Y (rot) zusammensetzt.

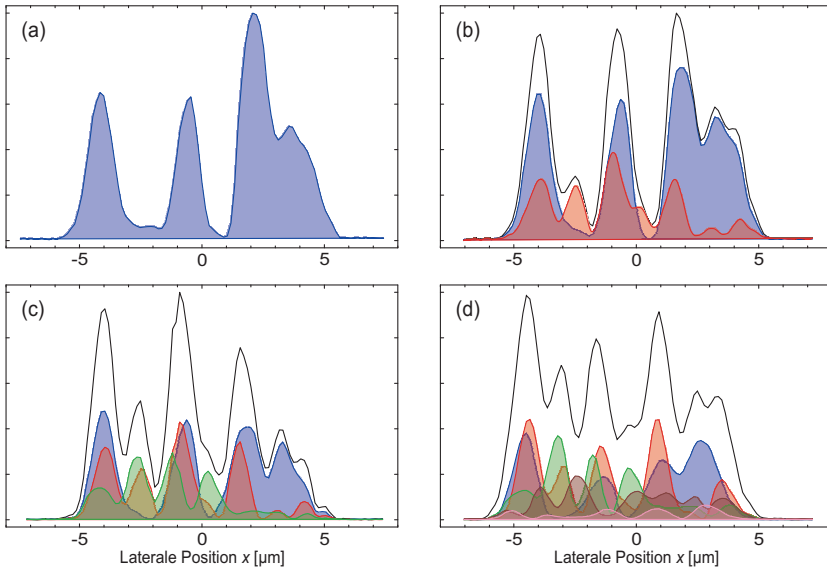


Abbildung 6.4.: Laterales Nahfeld-Profil von Probe 17 für Ströme von  $I = 1,23 I_{th}$ (a),  $I = 1,54 I_{th}$ (b),  $I = 1,85 I_{th}$ (c) und  $I = 2,31 I_{th}$ (d). Das Intensitätsprofil (schwarz) kann anhand von räumlich und spektral aufgelösten Messungen als inkohärente Überlagerung von verschiedenen Supermoden (jeweils farbig) dargestellt werden.

zusammen mit den entsprechenden bereits bekannten Graphen für  $I = 1,23 I_{\text{th}}$ (a) und  $I = 1,54 I_{\text{th}}$ (b). Wie bereits angesprochen, wird bei höheren Strömen das Verhalten zunehmend komplexer, es tauchen immer neue FP-Modenkämme und somit neue Supermoden auf. So existieren bei  $I = 1,85 I_{\text{th}}$ , zu sehen in Abb. 6.4(c), bereits drei Supermoden, bei  $I = 2,31 I_{\text{th}}$  in Teil (d) sind es sogar fünf. Man beachte, dass die beiden Supermoden X (blau) und Y (rot) über den ganzen Strombereich existieren und ihre Form nur unwesentlich verändern. Dies ist ein deutlicher Hinweis darauf, dass bereits existierende Supermoden kaum von neu auftretenden Supermoden beeinflusst werden und es sich somit tatsächlich um eine inkohärente Überlagerung der einzelnen Supermoden handelt. Es tritt also hier keine direkte Kopplung zwischen lateralen Moden mit unterschiedlichen Propagationskonstanten auf, wie es zum Beispiel in [Herz00] bei einer GaAs Laserdiode beobachtet wird. Natürlich beeinflussen neu hinzukommende Supermoden die Ladungsträgerverteilung im Quantentrog und somit das laterale Verstärkungs- und Brechungsindexprofil. Dies führt zusammen mit thermischen Effekten, welche in Kapitel 5 ausführlich diskutiert wurden, zu den hier beobachteten leichten Modifikationen der einzelnen Supermoden in Abhängigkeit des Stroms.

Ein weiterer interessanter Punkt in diesem Zusammenhang ist, dass die  $I$ - $P_{\text{opt}}$ -Kennlinie von Probe 17, zu sehen in Abb. 6.5, bei einem Strom von etwa  $I = 1,35 I_{\text{th}}$  einen Kink aufweist. Die Position des Kinks wurde durch den Schnittpunkt zweier Geraden ermittelt, welche an die Messdaten in den Bereichen konstanter Steigung unterhalb und oberhalb des Kinks angefitet wurden. Interessanterweise entspricht nun die Position dieses Kinks ziemlich genau dem Strom, bei dem in Abb. 6.2(a) das erste Mal der zweite FP-Modenkamm auftaucht und somit die inkohärente Überlagerung zweier Su-

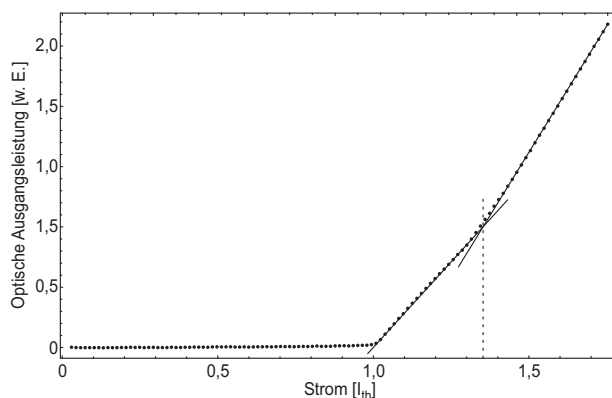


Abbildung 6.5.:  $I$ - $P_{\text{opt}}$ -Kennlinie von Probe 17. Die Punkte repräsentieren Messdaten und die Geraden stellen jeweils einen Fit in den Bereichen konstanter Steigung dar. Die gestrichelte vertikale Linie markiert die Position des Kinks.



permoden beginnt. Man beachte auch, dass die Steigung der  $I$ - $P_{\text{opt}}$ -Kennlinie, also die Steilheit, oberhalb des Kinks größer ist als unterhalb.

Wie man in Abb. 6.4 erkennen kann, ist das laterale Intensitätsprofil im Nahfeld bei hohen Strömen wesentlich homogener als bei niedrigen Strömen, bei denen im Extremfall nur eine einzige Supermode existiert und die Intensität der Lasermode im Wellenleiter sogar Nullstellen aufweist. In diesem Fall werden also Bereiche im Wellenleiter gepumpt, an denen die Ladungsträger nur spontan rekombinieren können und auf diese Weise nicht zur Lasermode beitragen. Durch die inkohärente Überlagerung zusätzlicher Supermoden werden diese Löcher praktisch aufgefüllt und somit wird sichergestellt, dass die komplette gepumpte Breite des Wellenleiters ausgenutzt wird.

Die Unterschiede zwischen der Existenz einer einzelnen Supermode bzw. der inkohärenten Überlagerung mehrerer Supermoden wurden bereits in Kapitel 4.4.2 anhand des dort vorgestellten erweiterten Ratengleichungsmodells diskutiert. Gibt man in diesem Simulationsmodell bei einer breiten Laserdiode die Randbedingung einer kohärenten Mode vor, so ergibt sich bei gleichem Strom eine niedrigere Ausgangsleistung als für den Fall, dass eine inkohärente Überlagerung erlaubt ist. Der beobachtete Kink in der in Abb. 6.5 gezeigten Kennlinie entspricht also dem erwarteten Verhalten beim Auftreten einer inkohärenten Überlagerung mehrerer Supermoden.



## 7. Fernfeld und Propagation von Supermoden

Wie in Kapitel 6 gezeigt wurde, können Filamente in (Al,In)GaN Laserdioden phasenstarr koppeln und Supermoden ausbilden. Die gekoppelten Filamente sind somit zueinander kohärent und interferieren während der Propagation vom Nahfeld ins Fernfeld. Die exakte Form des Fernfeldes und somit auch die Strahlqualität hängt dabei kritisch von der Phasenbeziehung der gekoppelten Filamente ab.

Im ersten Abschnitt dieses Kapitels wird qualitativ gezeigt, dass es sich bei der Form des Fernfeldes von (Al,In)GaN Breitreifenlasern um ein Interferenzmuster einzelner Filamente handelt. Um diese Interferenz genauer zu untersuchen, wird im zweiten Abschnitt die Propagation der Lasermode vom Nahfeld ins Fernfeld betrachtet. Experimentell gelingt dies mithilfe des Gauß-Teleskops, und theoretisch, indem man die Lasermode als Überlagerung von Gauß-Moden darstellt. Im dritten Abschnitt wird dann mithilfe dieses Modells die Propagation von experimentell beobachteten Supermoden exakt rekonstruiert. Auf diese Weise kann die Phasenverteilung des optischen Feldes im Wellenleiter bestimmt werden, woraus wichtige Rückschlüsse auf die Kopplung der Filamente gezogen werden können. Die Ergebnisse werden dann mit entsprechenden Beobachtungen in anderen Materialsystemen verglichen. Desweiteren werden die bei höheren Strömen auftretende inkohärente Überlagerung mehrerer Supermoden und die damit verbundenen Auswirkungen auf das Fernfeld diskutiert.

Die in diesem Kapitel gezeigten Ergebnisse wurden bereits teilweise in [Brau09b] bzw. [Brau09a] veröffentlicht.

## 7.1. Fernfeld

Die Form des Fernfelds und vor allem dessen Stabilität bzgl. Änderungen des Stroms oder der Temperatur entscheidet über die Relevanz einer Laserdiode für mögliche Anwendungen. Um das Fernfeld von Laserdioden gezielt beeinflussen zu können, müssen zuerst die grundlegenden physikalischen Effekte und Methoden untersucht werden, welche die Form des Fernfeldes bedingen.

Abbildung 7.1 zeigt eine typische Fernfeldaufnahme eines (Al,In)GaN Breitstreifenlasers. In diesem Fall handelt es sich um eine Aufnahme von Probe 19 mit einer Ridgebreite von  $20\text{ }\mu\text{m}$ , bei einem Strom von  $I = 1,15 I_{\text{th}}$ . In transversaler Richtung zeigt sich erwartungsgemäß ein Gauß-förmiges Profil mit einer Halbwertsbreite von ca.  $\Theta_{\text{FWHM}} = 20^\circ$ . Dies entspricht im Nahfeld nach Gleichung (1.71) bzw. Tabelle 1.4 einer Gauß-Mode mit einer Halbwertsbreite von ca.  $0,5\text{ }\mu\text{m}$ . In lateraler Richtung zeigt sich aber ein wesentlich komplexeres Bild: Es treten mehrere Keulen mit einer Breite von etwa  $1^\circ$  auf. Diese haben weder einen konstanten Abstand zueinander noch befindet sich die Keule mit maximaler Intensität in der Mitte bei  $0^\circ$ . Ein ähnliches Verhalten, das heißt das Auftreten von mehreren Keulen im lateralen Fernfeldprofil, wurde bei allen untersuchten (Al,In)GaN Breitstreifenlasern beobachtet.

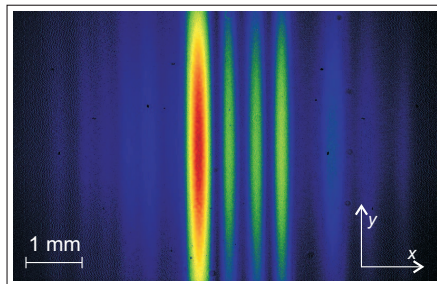


Abbildung 7.1.: Fernfeld von Probe 19 mit einer Ridgebreite von  $20\text{ }\mu\text{m}$  bei einem Strom von  $I = 1,15 I_{\text{th}}$ , aufgenommen in einem Abstand von ca.  $15\text{ mm}$  von der Laserfacette.

Die qualitative Erklärung für diesen generellen Befund liegt in der Tatsache, dass Filamente in (Al,In)GaN Laserdioden phasenstarr koppeln und Supermoden ausbilden können, wie in Kapitel 6 gezeigt wurde. Die Filamente sind somit zueinander kohärent und interferieren während ihrer Propagation vom Nahfeld ins Fernfeld. Dieser Sachverhalt lässt sich am einfachsten veranschaulichen, indem man die beobachteten lateralen Fernfeldprofile mit den Ergebnissen einer klassischen Doppelspalt-Anordnung vergleicht. Dies soll im Folgenden anhand von Messungen an Proben mit unterschiedlichen Ridgebreiten geschehen, welche in Abb. 7.2 zu sehen sind.

Es handelt sich dabei um Messungen an Probe 18, Probe 17 und Probe 19 mit Ridgebreiten von  $5$ ,  $10$  und  $20\text{ }\mu\text{m}$ , die bei Strömen von jeweils  $I = 1,2 I_{\text{th}}$ ,  $I = 1,23 I_{\text{th}}$  und  $I = 1,15 I_{\text{th}}$  aufgenommen wurden. Alle dicken Linien in Abb. 7.2 zeigen experimentelle Daten. Die jeweiligen Nahfeld-Messungen, zu sehen in Abb. 7.2(a-c), zeigen das typische, schon in Kapitel 4 beschriebene, von der Filamentierung der Lasermode geprägte Verhalten. Die Halbwertsbreite der einzelnen Filamente liegt dabei im Bereich

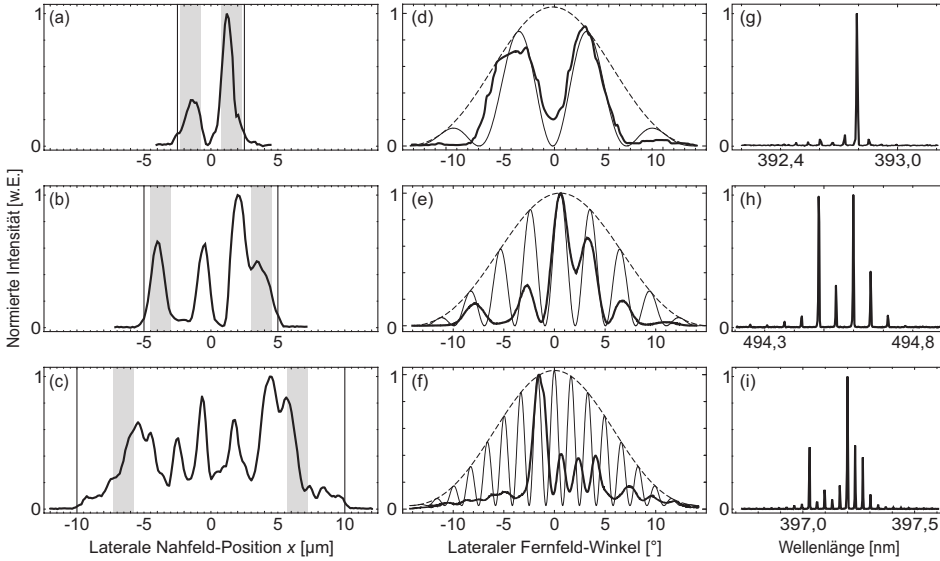


Abbildung 7.2.: (a-c) Gemessene laterale Nahfeld-Profile von Probe 18, Probe 17 und Probe 19 mit Ridgebreiten von 5, 10 und 20  $\mu\text{m}$ , bei Strömen von jeweils  $I = 1,2 I_{\text{th}}$ ,  $I = 1,23 I_{\text{th}}$  bzw.  $I = 1,15 I_{\text{th}}$ . (d-f) Jeweils entsprechende Fernfeld-Messungen an denselben Proben unter gleichen Bedingungen (dicke Linien). (g-i) Dazugehörige räumlich integrierte Spektren. Die dünnen Linien in (a-c) markieren die Ausdehnung des Wellenleiters, die grauen Balken repräsentieren jeweils die Position des Doppelspaltes, wie er für die simulierten Fernfeldprofile (dünne Linien in (d-f)) benutzt wurde. Ein einzelner Spalt im Nahfeld mit einer Breite von 1,5  $\mu\text{m}$  würde zu einem Beugungsmuster führen, das durch die gestrichelten Linien in (d-f) dargestellt ist.

von etwa 1 – 1,5  $\mu\text{m}$  und die Anzahl der Filamente wächst mit steigender Ridgebreite. Die dünnen vertikalen Linien sollen jeweils die vermutete Position des Wellenleiters andeuten.

Die entsprechenden Fernfeldmessungen, durchgeführt unter denselben Bedingungen, sind in Abb. 7.2(d-f) gezeigt. Bei allen drei Proben treten, wie bereits angesprochen, mehrere Keulen im lateralen Fernfeldprofil auf. Auffallend ist hierbei, dass die Breite der einzelnen Keulen mit zunehmender Ridgebreite deutlich abnimmt, während die Anzahl der Keulen zunimmt, sodass die gesamte Breite des lateralen Fernfeldprofils in etwa konstant bleibt. Wichtig ist nun, dass die dazugehörigen Spektren in Abb. 7.2(g-i), die ebenfalls unter identischen Bedingungen aufgenommen wurden, jeweils nur einen FP-Modenkamm aufweisen. Wie in Kapitel 6.1 erläutert wurde, lässt sich aus dieser Beobachtung folgern, dass alle Filamente phasenstarr gekoppelt sind und eine - über die gesamte Ridgebreite kohärente - Supermode ausbilden. Somit liegt es also nahe, das laterale Fernfeldprofil als Interferenzmuster zu interpretieren.

Die wohl einfachste Art, ein Interferenzmuster zu erzeugen, ist das klassische Doppelspalt-Experiment. Die einzelnen Schlitze mit einer Breite von jeweils  $b = 1,5 \mu\text{m}$ , dargestellt als graue Balken in den Nahfeldmessungen in Abb. 7.2(a-c), entsprechen hierbei den Filamenten, und der Abstand  $a$  zwischen den beiden Schlitzen wird an den lateralen Abstand der äußersten Filamente der jeweiligen Lasermode angepasst. Hierbei wurden Werte von  $a = 3,0 \mu\text{m}$ ,  $a = 7,5 \mu\text{m}$  und  $a = 13 \mu\text{m}$  für die drei Proben mit Ridgebreiten von  $5 \mu\text{m}$ ,  $10 \mu\text{m}$  und  $20 \mu\text{m}$  verwendet.

Die dünnen Linien in Abb. 7.2(d-f) zeigen die berechneten Interferenzmuster im Fernfeld, wenn die entsprechende Doppelspalt-Anordnung mit kohärentem Licht mit einer Wellenlänge von  $\lambda = 400 \text{ nm}$  beleuchtet wird. Man kann deutlich erkennen, dass die qualitative Form des Doppelspalt-Interferenzmusters gut mit den gemessenen Fernfeldprofilen übereinstimmt. Die Anzahl der Keulen steigt und die einzelnen Keulen werden schmaler, wenn man den Abstand  $a$  der beiden Schlitze erhöht. Die Einhüllende der berechneten Interferenzmuster, dargestellt als gestrichelte Linie in Abb. 7.2(d-f), hängt einzig von der Breite  $b$  der einzelnen Schlitze - respektive der einzelnen Filamente - ab und ist deshalb unabhängig vom Abstand  $a$  zwischen den Schlitzen bzw. der jeweiligen Ridgebreite. Die Einhüllende des lateralen Fernfeldprofils ist somit für alle drei Proben identisch.

Wären die einzelnen Filamente nicht gekoppelt, so würde sich ein vollkommen anderes Bild ergeben. Die Filamente würden unabhängig voneinander propagieren und jedes einzelne Filament würde ein Gauß-förmiges laterales Fernfeldprofil mit einer Halbwertsbreite von etwa  $10^\circ$  erzeugen, wie es durch die gestrichelten Linien in Abb. 7.2(d-f) dargestellt ist. Diese Gauß-Profile der einzelnen Filamente würden sich dann inkohärent überlagern, so dass das resultierende Fernfeldprofil schließlich ebenfalls eine Gauß-Kurve mit einer Halbwertsbreite von etwa  $10^\circ$  wäre. Dies ist offensichtlich nicht der Fall, die Filamente sind also gekoppelt.

Desweiteren lässt sich anhand der in Abb. 7.2 gezeigten Messungen feststellen, dass die Filamente zwar phasenstarr gekoppelt sind, jedoch nicht gleichphasig oszillieren. Würden jeweils alle Filamente in Phase koppeln, so würden die lateralen Fernfeldprofile jeweils ein deutliches Maximum bei  $0^\circ$  aufweisen. Dieses Verhalten wurde zum Beispiel bei GaAs Breitstreifenlasern von Larsson *et al.* beobachtet [Lars86]. Die hier gezeigten Fernfeldmessungen weisen jedoch alle eine deutliche Asymmetrie auf, was darauf hindeutet, dass zwischen den einzelnen Filamenten eine Phasenverschiebung  $\Delta\phi \neq 0$  herrscht. Diese Thematik, sprich die kohärente bzw. inkohärente Überlagerung von Filamenten und die Phasenbeziehung gekoppelter Filamente zueinander, soll in den folgenden Abschnitten eingehend diskutiert werden.

Zuerst möchte ich an dieser Stelle jedoch anmerken, dass auch Fernfeldprofile von (Al,In)GaN Breitstreifenemittern anderer Hersteller, wie sie zum Beispiel in Abb. 7.3 gezeigt sind, ein sehr ähnliches Verhalten zeigen, jedoch wird dies in den entsprechen-

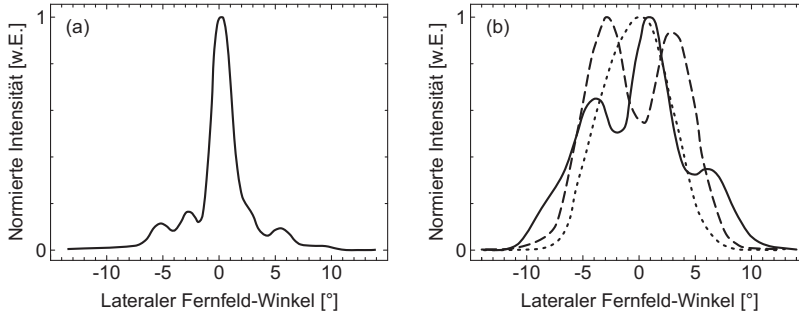


Abbildung 7.3.: Fernfeldmessungen an (Al,In)GaN Breitstreifenemittern anderer Hersteller. Die Kurve in (a) ist aus [Goto03] entnommen und zeigt eine Fernfeldmessungen des lateralen Intensitätsprofils einer von *Sony* hergestellten Laserdiode. Die Daten in (b) stammen aus einem Datenblatt von *Nichia* [Nich08a].

den Veröffentlichungen nicht weiter kommentiert und auch nicht als Hinweis auf die Existenz phasenstarr gekoppelter Filamente angesehen. Abbildung 7.3(a) zeigt das laterale Fernfeldprofil einer von *Sony* hergestellten (Al,In)GaN Laserdiode mit einer Ridgebreite von  $10\text{ }\mu\text{m}$  bei einer Emissionswellenlänge von  $407\text{ nm}$ . Man kann mindestens vier Keulen erkennen, wobei für die intensivste Keule eine Halbwertsbreite von  $2,3^\circ$  angegeben wird. Dieser Wert ist nahezu identisch mit der Breite der Keulen der in Abb. 7.2(e) gezeigten Messung an Probe 17, welche ebenfalls eine Ridgebreite von  $10\text{ }\mu\text{m}$  besitzt.

Die Daten für die in Abb. 7.3(b) gezeigten Kurven sind aus einem Datenblatt für (Al,In)GaN Laserdioden des japanischen Herstellers *Nichia* entnommen. Die hier gezeigten Kurven werden als typische Beispiele für die lateralen Fernfeldprofile der entsprechenden, nominell identischen, Laserdioden bezeichnet. Die Wellenlänge dieser Proben beträgt etwa  $445\text{ nm}$ , eine Ridgebreite ist nicht angegeben. Auch hier sind im lateralen Profil, zumindest bei zwei der drei gezeigten Kurven (durchgezogen und gestrichelt), mehrere Keulen zu erkennen. Aufgrund der Breite der Keulen lässt sich vermuten, dass es sich um eine Laserdiode mit einer Ridgebreite von etwa  $7\text{ }\mu\text{m}$  handelt. Im Fall der gepunkteten Kurve ist jedoch nur eine Keule zu erkennen, welche allerdings deutlich breiter und asymmetrisch ist. Zusammen mit dem im Datenblatt abgebildeten Spektrum, welches aus zwei FP-Modenkämmen zu bestehen scheint, deutet dieses Verhalten auf eine inkohärente Überlagerung von Filamenten bei dieser Probe hin.

## 7.2. Propagation

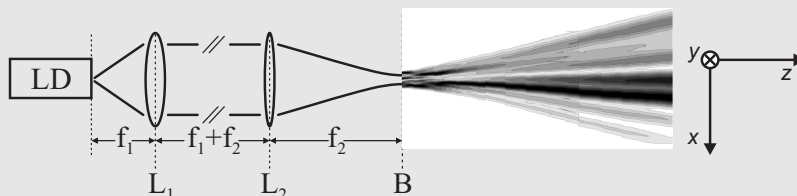
Um das Zustandekommen der im vorherigen Abschnitt gezeigten charakteristischen Fernfeldprofile genauer zu verstehen, soll nun die Propagation der Lasermode von (Al,In)GaN Breitstreifenemittern vom Nahfeld ins Fernfeld sowohl experimentell als auch theoretisch untersucht werden.

### 7.2.1. Experimentelle Beobachtung der Propagation

Die Messmethode, welche für die experimentelle Untersuchung der Propagation der Lasermode vom Nahfeld ins Fernfeld verwendet wird, wird im folgenden Einschub kurz vorgestellt.

#### Einschub 7: Propagation

Mit dem bereits in Einschub 6 auf Seite 118 vorgestellten Aufbau für die Abbildung des Nahfelds einer Laserdiode kann ebenso die Propagation der Lasermode vom Nahfeld ins Fernfeld vergrößert dargestellt werden. Durch die verwendete Linsenkonfiguration eines Gauß-Teleskops wird sichergestellt, dass sowohl die Intensitäts- als auch die Phaseninformation korrekt in die Bildebene übertragen wird und somit auch die Propagation korrekt abgebildet wird. Um nun den Nahfeld-Fernfeld-Übergang einer Lasermode zu untersuchen, wird, beginnend in der Bildebene B, die CCD-Kamera in kleinen Abständen in positive  $z$ -Richtung verfahren und an jedem Punkt jeweils die Intensitätsverteilung der Lasermode in der  $x$ - $y$ -Ebene aufgenommen. Aus den einzelnen Aufnahmen kann dann jeweils das laterale sowie das transversale Modenprofil entnommen werden. Folgende Skizze zeigt eine entsprechende Messung des lateralen Modenprofils einer propagierenden Lasermode eines (Al,In)GaN Breitstreifenlasers.



Bei dieser Art von Messungen gilt es zu beachten, dass die Vergrößerung in  $z$ -Richtung proportional zu  $m^2$ , also zum Quadrat der Vergrößerung  $m = f_2/f_1$  der Abbildung innerhalb der Bildebene ist. Will man also den kompletten Übergang der Lasermode ins Fernfeld untersuchen, muss die Vergrößerung  $m$  klein genug gewählt werden, sodass das Fernfeld innerhalb des Messbereiches liegt. Das Fernfeld an sich kann natürlich auch direkt, ohne abbildende Komponenten, gemessen werden.

Abbildung 7.4 zeigt Messungen des lateralen Modenprofils von Probe 17 und Probe 19 während der Propagation vom Nahfeld ins Fernfeld. Die Messungen wurden jeweils



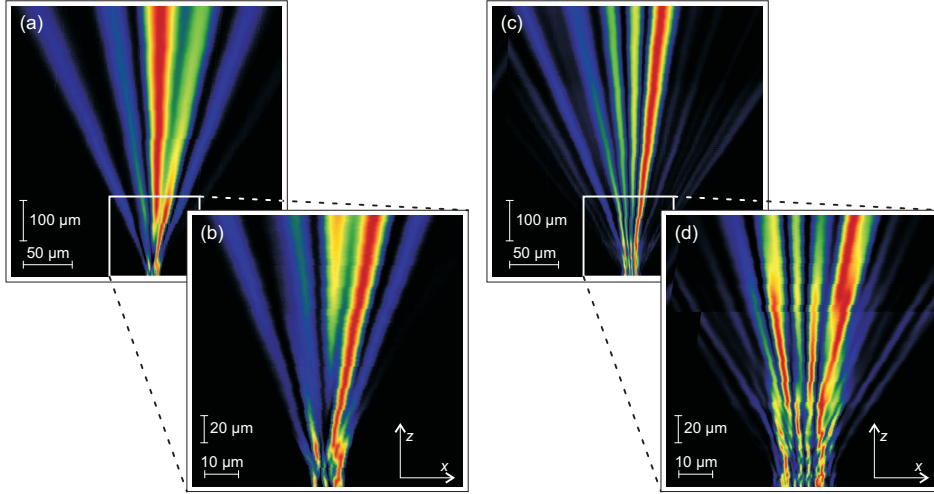


Abbildung 7.4.: Messungen des lateralen Modenprofils von Breitstreifenemittern während der Propagation vom Nahfeld ins Fernfeld. (a) und (b) wurden an Probe 17 mit einer Ridgebreite von  $10\text{ }\mu\text{m}$  bei einem Strom von  $I = 1,23\text{ }I_{\text{th}}$  bei Vergrößerungen von  $m = 11$ (a) bzw.  $m = 35$ (b) durchgeführt. (b) entspricht somit einer Vergrößerung des in (a) durch einen weißen Rahmen gekennzeichneten Ausschnitts. (c) und (d) zeigen die analogen Messungen an Probe 19, welche eine Ridgebreite von  $20\text{ }\mu\text{m}$  hat, bei einem Strom von  $I = 1,15\text{ }I_{\text{th}}$ .

bei den gleichen Strömen wie bei den Messungen in Abb. 7.2 durchgeführt. Es handelt sich also um den Fall dass jeweils nur eine Supermode existiert und somit alle Filamente gekoppelt sind. Anhand von Abb. 7.4 kann man nun schon auf den ersten Blick erkennen, dass die einzelnen Filamente während der Propagation interferieren.

In Abb. 7.4 (a) und (c) sind Messungen gezeigt, die mit einer Vergrößerung von  $m = 11$  durchgeführt wurden. Bei dieser Vergrößerung lässt sich die Propagation der Lasermode mit unserem Aufbau über eine Distanz von etwa  $750\text{ }\mu\text{m}$  untersuchen, bevor die Lasermode zu breit wird um mit dem CCD-Chip komplett abgebildet werden zu können. Nach der Propagation über eine Strecke von  $750\text{ }\mu\text{m}$  ist selbst bei einer Ridgebreite von  $20\text{ }\mu\text{m}$  das Fernfeld so gut wie erreicht, das heißt die obersten Zeilen von Abb. 7.4 (a) und (c) entsprechen den lateralen Fernfeldprofilen in den Abb. 7.2 (e) und (f), welche direkt, das heißt ohne abbildende Komponenten, in einem Abstand von ca.  $15\text{ mm}$  von der Laserfacette aufgenommen wurden.

Die Abb. 7.4 (b) und (d) zeigen Messungen, die unter denselben Bedingungen, nur mit einer höheren Vergrößerung von  $m = 35$  durchgeführt wurden. Mit dieser Vergrößerung lassen sich die einzelnen Filamente im Nahfeld gut auflösen und in etwa die ersten  $200\text{ }\mu\text{m}$  der Propagation abbilden. In diesem Bereich zeigen sich die Interferenzmuster zwischen den einzelnen Filamenten besonders deutlich. Kombiniert man also die beiden Messungen mit Vergrößerungen von  $m = 11$  und  $m = 35$ , so lässt sich die

komplette Propagation von (Al,In)GaN Breistreifenlasern vom Nahfeld ins Fernfeld abbilden.

### 7.2.2. Die Lasermode als Superposition von Gauß-Moden

Ziel ist es nun, die im vorherigen Abschnitt gezeigte experimentell beobachtete Propagation der Lasermode vom Nahfeld ins Fernfeld mithilfe eines theoretischen Modells zu simulieren und auf diese Weise Rückschlüsse auf die Feld- und Phasenverteilung der Lasermode im Wellenleiter zu ziehen. Zu diesem Zweck soll die Lasermode als Superposition von Gauß-Hermite-Moden beschrieben werden, da sich deren Propagation auf einfache Weise mathematisch beschreiben lässt, wie in Kapitel 1.5.1 gezeigt wurde. Zwar lässt sich jeder willkürliche paraxiale optische Strahl durch eine orthogonale Überlagerung von Gauß-Hermite-Moden höherer Ordnung darstellen [Sieg86], jedoch ist diese Methode eher schlecht geeignet, um die Propagation von Lasermode von Breistreifenlasern zu beschreiben. Zum einen kann man bei diesen Moden nicht mehr von paraxialen Strahlen sprechen, da aufgrund der Breite des Wellenleiters Teile der Lasermode weit abseits der optischen Achse liegen. Zum anderen besteht die Lasermode von Breistreifenlasern aus einzelnen Filamenten, wie in Kapitel 6 gezeigt wurde. Da einzelne Filamente sich sehr gut durch fundamentale Gauß-Moden beschreiben lassen, bietet es sich somit an, die Lasermode von Breistreifenlasern durch eine Überlagerung von fundamentalen Gauß-Moden, welche in lateraler Richtung  $x$  verschoben sind, darzustellen.

Zu diesem Zweck soll im folgenden Abschnitt zuerst die Propagation einzelner fundamentaler Gauß-Moden beschrieben werden. Es handelt sich dabei praktisch um eine Vereinfachung des in Kapitel 1.5.1 vorgestellten Modells für die allgemein formulierte Propagation von Gauß-Hermite-Moden beliebiger Ordnung. Anschließend wird die überlagerte Propagation von Gauß-Moden beschrieben, wobei dann unterschieden werden muss, ob die einzelnen Moden zueinander kohärent sind oder nicht.

#### Propagation einer Gauß-Mode

Die komplexe laterale Feldverteilung  $\psi_j(x, z)$  einer fundamentalen Gauß-Mode mit Index<sup>1</sup>  $j$  und Wellenzahl  $k = 2\pi/\lambda$  während ihrer Propagation im Vakuum ( $n = 1$ ) in  $z$ -Richtung lässt sich nach Umformung von Gleichung (1.63) oder nach [Sieg86]

---

<sup>1</sup>Der Index  $j$  dient der Unterscheidung verschiedener fundamentaler Gauß-Moden und hat nichts mit der Ordnung  $\mu$  von Hermite-Gauß-Moden zu tun.

folgendermaßen beschreiben:

$$\begin{aligned} \psi_j(x, z) = & A_j \exp[-i\phi_j] \frac{w_{0,j}}{w_j(z)} \exp\left[\frac{(x - \xi_j)^2}{w_j^2(z)}\right] \times \\ & \times \exp\left[-ikz - ik\frac{(x - \xi_j)^2}{2R_j^2(z)} + i\zeta_j(z)\right]. \end{aligned} \quad (7.1)$$

Hierbei ist  $A_j$  die Amplitude,  $\phi_j$  die Phase,  $w_j$  die Breite,  $\xi_j$  die laterale Position,  $R_j$  der Krümmungsradius der Wellenfront, und  $\zeta_j$  die Gouy-Phase der Gauß-Mode  $j$ . Die Parameter  $A_j$  und  $\phi_j$  dienen der Gewichtung bzw. der Phasenbeziehung der einzelnen Gauß-Moden zueinander. Die genauere Bedeutung sowie die  $z$ -Abhängigkeit der Parameter  $w_j$ ,  $\xi_j$ ,  $R_j$  und  $\zeta_j$  wurde bereits in Kapitel 1.5.1 anhand der Gleichungen (1.65) bis (1.68) beschrieben. Die entsprechenden Formeln werden hier der Übersichtlichkeit halber nochmals aufgeführt:

$$w_j(z) = w_{0,j} \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_{r,j}}\right)^2}, \quad (7.2)$$

$$R_j(z) = z + \frac{z_{r,j}^2}{z}, \quad (7.3)$$

$$\zeta_j(z) = \arctan\left(\frac{z}{z_{r,j}}\right), \quad (7.4)$$

wobei

$$z_{r,j} = \frac{\pi w_{0,j}^2}{\lambda} \quad (7.5)$$

die sog. Rayleigh-Länge ist.

Betrachtet man nur eine einzelne Gauß-Mode  $j$ , so ist ihre Intensität  $\mathcal{I}_j(x, z)$  einfach durch das Betragsquadrat des Feldes  $\psi_j(x, z)$  gegeben:

$$\mathcal{I}_j(x, z) = |\psi_j(x, z)|^2. \quad (7.6)$$

Abbildung 7.5 zeigt die entsprechende berechnete Propagation einer Gauß-Mode mit Breite  $w_0 = 1 \mu\text{m}$  über eine Strecke von  $20 \mu\text{m}$ . Die entsprechende Breite  $\Theta_{0,j}$  des Fernfeldes kann in diesem Fall alternativ auch einfach mit Gleichung (1.71) aus der Breite  $w_{0,j}$  berechnet werden. Auch diese Gleichung ist hier nochmal aufgeführt:

$$\Theta_{0,j} = \arctan\left(\frac{\lambda}{\pi w_{0,j}}\right), \quad (7.7)$$

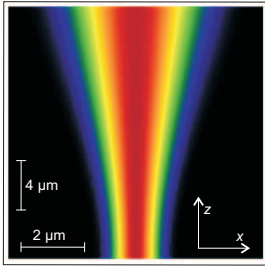


Abbildung 7.5.:

Intensitätsverteilung  $\mathcal{I}(x, z)$  einer Gauß-Mode mit Breite  $w_0 = 1 \mu\text{m}$  während ihrer Propagation über eine Strecke von  $20 \mu\text{m}$ .

### Überlagerung mehrerer Gauß-Moden

Wie in Kapitel 6 gezeigt wurde, können sich die einzelnen Filamente einer Lasermode, abhängig vom Strom, sowohl kohärent als auch inkohärent überlagern. Dieser Unterschied soll im Folgenden anhand von Abb. 7.6 verdeutlicht werden.

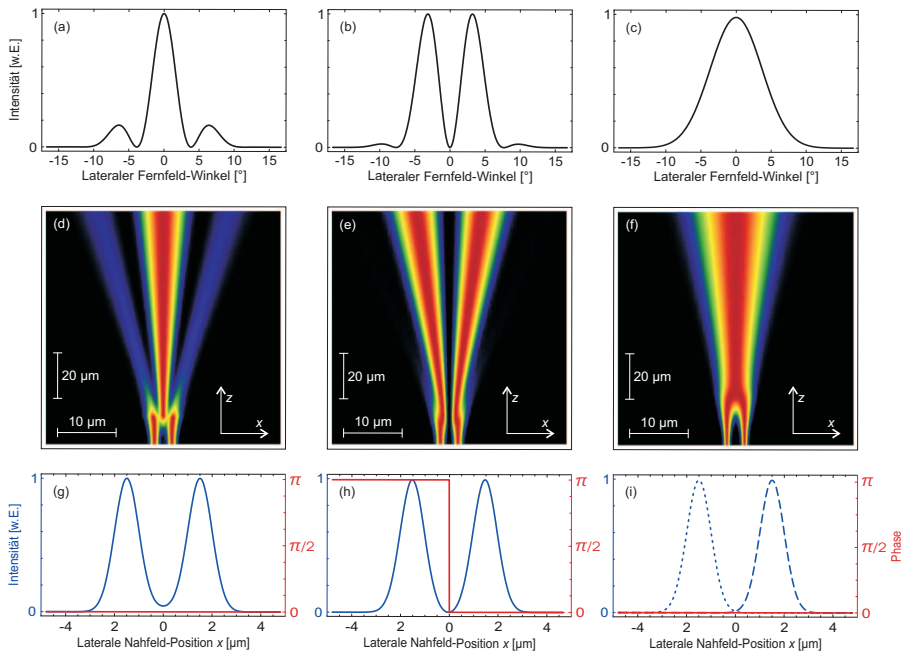


Abbildung 7.6.: Veranschaulichung zur kohärenten bzw. inkohärenten Überlagerung zweier Gauß-Moden mit Breite  $w_0 = 1 \mu\text{m}$  und Abstand  $3 \mu\text{m}$ . Die beiden linken Spalten zeigen den Fall kohärenter Überlagerung, wobei in der linken Spalten die beiden Gauß-Moden in Phase sind und in der mittleren Spalte eine Phasendifferenz von  $\pi/2$  zwischen den beiden Moden besteht. Die rechte Spalte zeigt den Fall inkohärenter Überlagerung. Die Teile (a)-(c) zeigen die jeweilige Winkelverteilung im Fernfeld, in (d)-(f) ist die Propagation der Moden über eine Strecke von  $100 \mu\text{m}$  dargestellt, und in (g)-(i) ist die Intensitätsverteilung (blau) sowie die Phasenverteilung (rot) im Nahfeld dargestellt.

Im Fall einer kohärenten Überlagerung, dargestellt in den beiden linken Spalten von Abb. 7.6, kommt es zu einer Interferenz der beteiligten Moden. Um dies mathematisch zu beschreiben, werden zuerst die Felder  $\psi_j(x, z)$  der  $N$  beteiligten Moden addiert und anschließend wird dann die Intensität berechnet:

$$\mathcal{I}(x, z) = \left| \sum_{j=1}^N \psi_j(x, z) \right|^2. \quad (7.8)$$

In diesem Fall hängt die Propagation und somit die Form des Fernfeldes kritisch von der Phasenbeziehung der einzelnen Gauß-Moden zueinander, also von den Parametern  $\phi_j$  in Gleichung (7.1), ab. Die linke Spalte in Abb. 7.6 zeigt die Propagation zweier kohärenter, phasengleicher Gauß-Moden mit einer Breite von jeweils  $w_0 = 1 \mu\text{m}$  und einem Abstand von  $3 \mu\text{m}$  zueinander. Diese Konstellation, bzw. eine phasengleiche Überlagerung von Gauß-Moden im Allgemeinen, führt zu einem Interferenzmuster mit einem ausgeprägten Maximum bei  $\Theta = 0^\circ$  im Fernfeld, wie man in Abb. 7.6(a) erkennen kann. Mit steigender Anzahl der beteiligten Gauß-Moden verschwinden die Nebenmaxima im Fernfeld.

Besitzen zwei kohärente Gauß-Moden eine Phasendifferenz von  $\Delta\phi = \phi_1 - \phi_2 = \pm\pi$  zueinander, so kommt es zu dem in der mittleren Spalte von Abb. 7.6 gezeigten Verhalten. Das laterale Intensitätsprofil weist sowohl im Nahfeld, abgebildet in Abb. 7.6(h), als auch während der gesamten Propagation (e) und im Fernfeld (b) eine Nullstelle bei  $x=0$  auf, da die Felder der beiden Gauß-Moden hier für alle  $z$  gegenphasig oszillieren. Dieses Verhalten ist dem einer  $\text{TEM}_{01}$ -Mode sehr ähnlich. Wählt man das richtige Verhältnis zwischen Breite und Abstand der beiden beteiligten fundamentalen Gauß-Moden mit einer Phasendifferenz von  $\Delta\phi = \pm\pi$ , so lässt sich während der Propagation näherungsweise Unterschied zu einer  $\text{TEM}_{01}$ -Mode erkennen. Anders gesagt, die  $\text{TEM}_{01}$ -Mode stellt einen Spezialfall zweier gekoppelter fundamentaler Gauß-Moden dar, mit der Besonderheit, dass die Mode während der gesamten Propagation forminvariant ist.

Bei einer inkohärenten Überlagerung der beteiligten Gauß-Moden ergibt sich ein völlig anderes Bild. Da die einzelnen Moden nicht miteinander interferieren, addiert man einfach ihre Intensitäten:

$$\mathcal{I}(x, z) = \sum_{j=1}^N |\psi_j(x, z)|^2. \quad (7.9)$$

Dieser Fall ist in der rechten Spalte von Abb. 7.6 wiederum für zwei Gauß-Moden mit einer Breite von jeweils  $w_0 = 1 \mu\text{m}$  und einem Abstand von  $3 \mu\text{m}$  dargestellt. Da die beiden Moden nun inkohärent sind, besitzen sie keine feste Phasenbeziehung zueinander. Somit sind die Phasenparameter  $\phi_j$  aus Gleichung (7.1) in diesem Fall ohne Bedeutung und wurden der Einfachheit halber auf Null gesetzt. Im Fernfeld

schließlich, dargestellt in Abb. 7.6(c), überlagern sich die Intensitätsprofile der beiden Gauß-Moden deckungsgleich. Im Fall einer inkohärenten Überlagerung mehrerer Gauß-Moden kann man also allein vom Intensitätsprofil im Fernfeld nicht auf die Zahl der beteiligten Gauß-Moden bzw. auf deren Anordnung im Nahfeld schließen.

### 7.3. Rekonstruktion des Feldes und der Phase

Wie soeben gezeigt wurde, hängt die Form der propagierenden Lasermode nicht nur von der Intensitäts-, sondern auch von der Phasenverteilung ab. Dies heißt wiederum, dass aus der Intensitätsverteilung im Nahfeld und während der Propagation auf die Phase der Lasermode zurückgerechnet werden kann. Die Bestimmung der Phasenverteilung einer elektromagnetischen Welle ist kein triviales Problem, denn mit einer CCD-Kamera beispielsweise kann nur die Intensität der Lasermode gemessen werden. Für die Phasenrekonstruktion einer elektromagnetischen Welle ist es notwendig, die Intensitätsverteilung der Welle in zwei Ebenen senkrecht zur Ausbreitungsrichtung zu kennen sowie die Propagation zwischen diesen beiden Ebenen mathematisch beschreiben zu können.

Im Fall von Lasermoden können die beiden Ebenen zum Beispiel das Nahfeld und das Fernfeld sein und die im vorherigen Abschnitt beschriebene Propagation von Gauß-Moden liefert den mathematischen Zusammenhang zwischen beiden<sup>2</sup>. Für die Phasenrekonstruktion ist dann schließlich ein iteratives Vorgehen notwendig, da die richtige Phasenverteilung, welche aus dem gegebenen Nahfeld das gewünschte Fernfeld liefert, quasi durch Probieren gefunden werden muss.

Um diese Prozedur so effektiv wie möglich zu gestalten, wurden verschiedenen Algorithmen entwickelt. Der wohl bekannteste, der sog. Gerchberg-Saxton Algorithmus [Gerc72], stammt aus dem Gebiet der Elektronenmikroskopie, wo die Phasenverteilung des an der Probe gebeugten Elektronenstrahls ebenfalls von Interesse ist. Bei diesem Algorithmus startet man mit einer konstanten Phasenverteilung im Nahfeld und berechnet daraus zusammen mit der bekannten Intensitätsverteilung im Nahfeld die Feldverteilung im Fernfeld. Der Realteil dieser Feldverteilung wird dann derart modifiziert, dass die berechnete Intensitätsverteilung im Fernfeld der gemessenen entspricht. Der Imaginärteil, also die Phasenverteilung, bleibt hierbei unangetastet. Dann erfolgt die Rücktransformation ins Nahfeld und dort wird erneut der Realteil an die gemessene Intensitätsverteilung angefügt, ebenfalls ohne die Phasenverteilung zu verändern. Dieses iterative Verfahren wird fortgesetzt, bis eine stabile Lösung gefunden wird. Ein etwas anderer Ansatz wurde in früheren Arbeiten unserer Arbeitsgruppe gemacht

<sup>2</sup>Der Zusammenhang zwischen Nahfeld und Fernfeld kann alternativ beispielsweise auch durch eine Fouriertransformation oder mithilfe des Fresnel-Integrals beschrieben werden.

[Pind05, Schw05b]: Durch eine gezielte Variation der Phasenverteilung im Nahfeld wurde versucht, die Gesamtabweichung zwischen gemessener und berechneter Intensitätsverteilung in verschiedenen Abständen von der Laserfacette zu minimieren. Die Propagation wurde hierbei mithilfe des Fresnel-Integrals berechnet. Bei diesen Arbeiten war allerdings die spektrale Zusammensetzung der Lasermode nicht bekannt und somit wurden Information über die Kohärenz der Lasermode nicht berücksichtigt.

In Kapitel 6 wurde nun aber gezeigt, dass die Lasermode von (Al,In)GaN Breistreifenlasern aus Filamenten besteht, welche sich sowohl kohärent als auch inkohärent überlagern können. Wie bereits erwähnt, bietet es sich somit an, die Lasermode und deren Propagation als Superposition fundamentaler Gauß-Moden zu beschreiben. Dementsprechend wird auch der Algorithmus für die Phasenrekonstruktion angepasst. Im folgenden Abschnitt wird zuerst allgemein das Vorgehen für den Fall beschrieben, dass alle Filamente der Lasermode kohärent sind und somit nur eine einzelne Supermode existiert. Danach wird der Algorithmus dann auf eine Messung an Probe 17 angewandt.

### 7.3.1. Einzelne Supermode

Im ersten Schritt wird die gemessene Intensitätsverteilung im Nahfeld  $\mathcal{I}(x, z = 0)$  durch eine Überlagerung der komplexen Felder von  $N$  Gauß-Moden gefittet. Für  $z = 0$  vereinfacht sich Gleichung (7.1) zu

$$\psi_j(x, z=0) = A_j \exp[-i\phi_j] \exp\left[\frac{(x - \xi_j)^2}{w_{0,j}^2}\right]. \quad (7.10)$$

Die freien Parameter sind hierbei die Amplituden  $A_j$ , die Breiten  $w_{0,j}$ , sowie die Positionen  $\xi_j$  der einzelnen Gauß-Moden bei  $z = 0$ , welche die Filamente repräsentieren. Die relative Phase  $\phi_j$  der einzelnen Moden wird vorerst auf Null gesetzt. Im nächsten Schritt wird dann mithilfe der Gleichungen (7.1) bis (7.5) die Feldverteilung und daraus mit Gleichung (7.8) die Intensitätsverteilung in einem gegebenen Abstand  $z = z_1$  berechnet und mit der entsprechenden Messung bei  $z = z_1$  verglichen. Nun gilt es, die relativen Phasen  $\phi_j$  der einzelnen Filamente so zu variieren, dass die Abweichung zwischen Messung und Simulation bei  $z = z_1$  möglichst gering wird. Alle anderen Parameter, die bei  $z = 0$  angepasst wurden, bleiben dabei unberührt. Die veränderte Phasenbeziehung der Gauß-Moden zueinander beeinflusst natürlich die berechnete Intensitätsverteilung im Nahfeld. Somit muss diese erneut an die entsprechende Nahfeldmessung angepasst werden, wobei nun die Phasenparameter  $\phi_j$  aus dem Fit bei  $z = z_1$  verwendet werden. Diese Prozedur wird iterativ fortgeführt und in den meisten Fällen ist nach wenigen Durchläufen eine stabile Lösung mit geringen Abweichungen zwischen Messung und Simulation gefunden. Je nach Bedarf können natürlich einzelne Fitparameter wie zum Beispiel die Positionen der Filamente  $\xi_j$  festgelegt oder

zumindest eingeschränkt werden, um die Lösungsfindung zu beschleunigen bzw. zu stabilisieren.

Dieses iterative Vorgehen mit wechselnder Optimierung von Amplitude und Phase des gesuchten Feldes im Nahfeld bzw. Fernfeld ist dem oben beschriebenen Gerchberg–Saxton Algorithmus [Gerc72] relativ ähnlich. Der größte Unterschied liegt darin, dass im hier vorgestellten Modell für den Fit im Fernfeld die Phase und nicht die Amplitude variiert wird. Dies bietet sich an, da für die Beschreibung gekoppelter Filamente nur  $N$  diskrete Phasenparameter  $\phi_j$  und keine kontinuierliche Phasenverteilung zur Anpassung verwendet werden. Im hier behandelten physikalischen Zusammenhang gewährleistet dieser vereinfachte Ansatz allerdings ausreichende Freiheitsgrade, um das Feld der Lasermode und deren Propagation zu beschreiben.

Im Folgenden soll nun dieser Algorithmus auf die Messung von Probe 17 bei einem Strom von  $I = 1,23 I_{\text{th}}$  angewendet werden. Wie bereits anhand von Abb. 6.1 in Abschnitt 6.1 gezeigt wurde, existiert bei dieser Probe bei diesem Strom nur eine einzige Supermode, das heißt alle Filamente überlagern sich kohärent.

Abbildung 7.7(a) zeigt das entsprechende gemessene laterale Intensitätsprofil der propagierenden Lasermode während der ersten  $210 \mu\text{m}$  ab der Laserfacette. Die unterste und die oberste Zeile dieser Messung, also die Intensitätsverteilungen im Nahfeld bei  $z = 0$  und bei  $z_1 = 210 \mu\text{m}$  sollen als Stützpunkte für die Rekonstruktion dienen. Zur Verdeutlichung sind diese beiden Schnitte nochmals in Abb. 7.8(a) und (b) jeweils als graue Punkte dargestellt. Wie man anhand der Nahfeldmessung in Abb. 7.8(a) erkennen kann, besteht die Lasermode in diesem Fall offensichtlich aus vier Filamenten, somit werden  $N = 4$  fundamentale Gauß-Moden verwendet, um die Propagation zu rekonstruieren. Die anhand der oben beschriebenen iterativen Fitprozedur für  $z = 0$  und  $z_1 = 210 \mu\text{m}$  ermittelten Parameter sind in Tabelle 7.1 aufgelistet. Die schwarzen

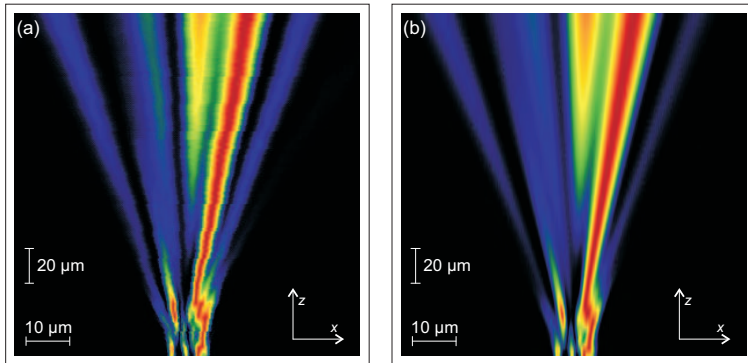


Abbildung 7.7.: (a) Gemessene und (b) simulierte laterale Intensitätsverteilung der propagierenden Lasermode von Probe 17 bei einem Strom von  $I = 1,23 I_{\text{th}}$ . Die für die Simulation verwendeten Parameter sind in Tabelle 7.1 aufgelistet.



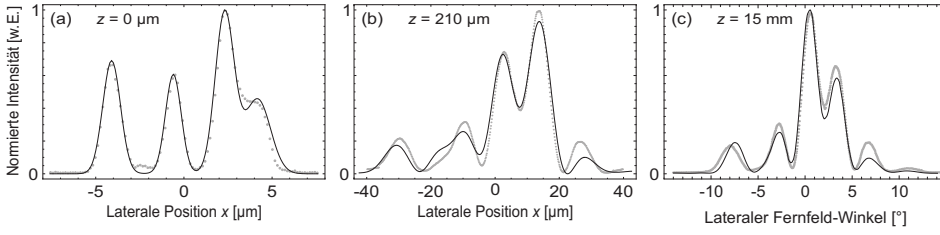


Abbildung 7.8.: Gemessene (graue Punkte) und simulierte (schwarze Kurve) laterale Intensitätsverteilung  $\mathcal{I}(x, z)$  der propagierenden Lasermode von Probe 17 bei einem Strom von  $I = 1,23 I_{\text{th}}$  in verschiedenen Abständen  $z$  von der Laserfacette.

Linien in Abb. 7.8(a) und (b) zeigen jeweils die entsprechenden berechneten Intensitätsverteilungen  $\mathcal{I}(x, z = 0)$  und  $\mathcal{I}(x, z_1 = 210 \mu\text{m})$ . Wie man erkennen kann, lässt sich eine gute Übereinstimmung mit den jeweiligen gemessenen Intensitätsverteilungen erzielen.

Man kennt also nun das komplexe Feld der Lasermode beim Austritt aus der Facette und kann somit einfach mithilfe der Gleichungen (7.1) bis (7.8) und der in Tabelle 7.1 aufgelisteten Parameter die Feld- und somit auch die Intensitätsverteilung in jedem beliebigen Abstand  $z$  von der Laserfacette berechnen. Um die Richtigkeit des verwendeten Modells zu überprüfen, wurde diese Berechnung im Intervall  $0 < z < 210 \mu\text{m}$  schrittweise durchgeführt. Das Ergebnis ist in Abb. 7.7(b) dargestellt. Die jeweiligen Zeilen wurden hierzu, wie auch bei der entsprechenden Messung, welche nebenan in Abb. 7.7(a) gezeigt ist, einzeln normiert. Wie man erkennen kann, zeigt sich eine exzellente Übereinstimmung zwischen gemessener und simulierter Propagation.

Desweiteren kann man nun auch das dazugehörige Fernfeld dieser Lasermode bestimmen, indem man die Intensitätsverteilung in einem genügend großen Abstand  $z$  von der Laserfacette berechnet. Wie in Abschnitt 7.2 anhand von Abb. 7.4 beschrieben wurde, ist das Fernfeld einer Laserdiode mit einer Ridgebreite von  $10 \mu\text{m}$  in einem Abstand von  $z = 210 \mu\text{m}$  von der Laserfacette noch nicht erreicht. Wie man in Abb. 7.4(a) erkennen kann, gewinnt die zentrale Keule bei etwa  $0^\circ$  während der weiteren Propagation zunehmend an Intensität, so dass sich schließlich das in Abb. 7.8(c) gezeigte Fernfeld-

Index $j$	$A_j[\text{w.E.}]$	$w_{0,j}[\mu\text{m}]$	$\xi_j[\mu\text{m}]$	$\phi_j$
1	0,66	1,14	3,95	0
2	0,96	0,98	2,21	1,18
3	0,77	0,82	-0,47	2,55
4	0,82	0,95	-3,90	1,49

Tabelle 7.1.: Fitparameter für die Rekonstruktion der Lasermode von Probe 17 bei  $I = 1,23 I_{\text{th}}$  durch die kohärente Überlagerung von  $N = 4$  Filamenten.

profil (graue Punkte) ergibt. Die schwarze Linie stellt das entsprechende berechnete Fernfeldprofil dar, und es zeigt sich erneut eine sehr gute Übereinstimmung zwischen Messung und Simulation. Da es sich bei der hier verwendeten Fernfeldmessung um eine direkte Messung ohne abbildende Elemente handelt, bestätigt die Übereinstimmung mit dem berechneten Fernfeldprofil somit indirekt die Korrektheit der verwendeten abbildenden Methode, mit deren Hilfe die Fitparameter für die berechnete Propagation ermittelt wurden. Somit konnte also gezeigt werden, dass die Propagation einer Supermode tatsächlich durch die kohärente Überlagerung phasenstarr gekoppelter Filamente beschrieben werden kann.

Die eigentlich interessante physikalische Information, welche aus der durchgeführten Rekonstruktion gewonnen werden kann, steckt nun in der Phasenverteilung  $\phi(x)$  der Lasermode bei  $z=0$ , da hieraus Rückschlüsse auf die der Kopplung zugrunde liegenden physikalischen Mechanismen gezogen werden können. Diese Verteilung ist durch das Argument des komplexen Feldes gegeben:

$$\phi(x) = \arg \left[ \sum_{j=1}^N \psi_j(x, z=0) \right]. \quad (7.11)$$

Die gestrichelte Kurve in Abb. 7.9 zeigt den entsprechenden Verlauf von  $\phi(x)$  zusammen mit dem gemessenen (graue Punkte) und dem gefitteten (durchgezogene Kurve) lateralen Nahfeld-Intensitätsprofil für die eben behandelte Messung an Probe 17 bei  $I = 1,23 I_{\text{th}}$ . Offensichtlich existiert zwischen benachbarten Filamenten eine Phasendifferenz  $\Delta\phi$  in der Größenordnung von etwa  $\pm\pi/2$ . Physikalisch gesehen handelt es sich hierbei um eine zeitliche Phasenverschiebung der oszillierenden Felder der beteiligten Filamente, die räumliche Lage von Bäuchen und Knoten entlang des Laserresonators ist bei allen Filamenten identisch.

Die beobachtete Phasenverschiebung ist vergleichbar mit Simulationen zu (Al,In)GaN

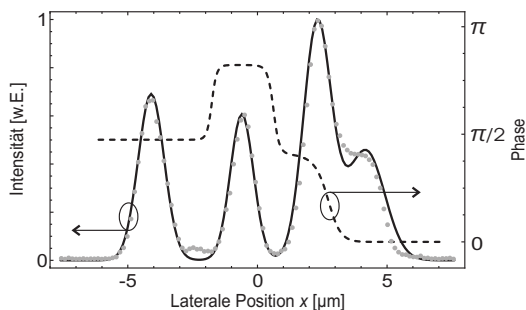


Abbildung 7.9.: Laterale Intensitäts- und Phasenverteilung von Probe 17 bei einem Strom von  $I = 1,23 I_{\text{th}}$ . Die grauen Punkte repräsentieren experimentelle Daten, die durchgezogene und die gestrichelte Kurve zeigen das angefitte Intensitätsprofil  $\mathcal{I}(x, z=0)$  bzw. die dazugehörige Phasenverteilung  $\phi(x)$ .

Breistreifenlasern, die von Chow *et al.* veröffentlicht wurden [Chow00, Chow01]. In diesen komplexen Vielteilchen-Simulationen wurde das laterale Nahfeldprofil für eine gewinngeführte Laserdiode mit einer Streifenbreite von  $6\text{ }\mu\text{m}$  und einer  $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{N}/\text{GaN}$  Mehrfach-Quantentrog-Struktur mit  $2\text{ nm}$  dicken Quantentrögen berechnet. Die resultierende Feldverteilung zeigt zwei Filamente mit unterschiedlichen Intensitäten und Halbwertsbreiten von jeweils etwa  $1,9\text{ }\mu\text{m}$ , welche eine Phasendifferenz von  $0 < \Delta\phi < \pi$  zueinander aufweisen.

Würde es sich bei der in Abb. 7.9 gezeigten Intensitätsverteilung um eine deformierte Gauß-Hermite-Mode höherer Ordnung handeln, so würde man eine Phasendifferenz von  $\pm\pi$  zwischen benachbarten Intensitätsmaxima erwarten, wie anhand der in Kapitel 4.4.2 vorgestellten Simulationen erläutert wurde.

Mir sind zu diesem Zeitpunkt keine weiteren Veröffentlichungen bekannt, in denen die laterale Feld- bzw. Phasenverteilung in  $(\text{Al},\text{In})\text{GaN}$  Breistreifenlasern bzw. in entsprechenden Array-Strukturen diskutiert wird. Es gibt allerdings eine Menge an Veröffentlichungen über diese Thematik im GaAs-Materialsystem. Im Folgenden möchte ich die darin enthaltenen - meiner Meinung nach - grundlegenden Aussagen kurz zusammenfassen, um dann anschließend zu untersuchen, ob die soeben vorgestellten eigenen Ergebnisse über die Kopplung von Filamenten in  $(\text{Al},\text{In})\text{GaN}$  Laserdioden mit den Beobachtungen an GaAs Laserdioden konsistent sind.

- In [Salz86] und [Lars86] werden Formationen von phasenstarr gekoppelten Filamenten in GaAs Breistreifenlasern beschrieben, bei denen das laterale Fernfeldprofil eine einzige, schmale, zentrale Keule aufweist. Dies deutet, wie in Abschnitt 7.2.2 erläutert, darauf hin, dass jeweils alle Filamente phasengleich koppeln ( $\Delta\phi=0$ ). Die Autoren führen diese Beobachtung auf die Tatsache zurück, dass in einem Laser, dessen Mode Filamente aufweist, eine hohe Verstärkung in Bereichen des Wellenleiters mit niedrigem Brechungsindex herrscht und umgekehrt.
- In logischer Konsistenz zur letzten Aussage beobachten Ackley *et al.* [Ack83] bei einem Array gekoppelter Laserdioden ein laterales Fernfeldprofil, welches zwei, symmetrisch um  $0^\circ$  angeordnete, Keulen aufweist. Die untersuchte Array-Struktur beschränkt nämlich den Gain auf die Bereiche mit hohem Brechungsindex, in denen sich die Lasermoden der einzelnen Dioden befinden. Benachbarte Laserdioden koppeln somit gegenphasig ( $\Delta\phi=\pm\pi$ ), um die optische Mode von den Bereichen zwischen den Laserdioden, in denen nur geringe Verstärkung oder gar Absorption herrscht, fernzuhalten und somit den Überlapp der optischen Mode mit der lateralen Verstärkungsverteilung zu maximieren.
- Kish *et al.* [Kish92] schafften es, bei Array-Strukturen das laterale Brechungs-

indexprofil sowie die laterale Verstärkungsverteilung derart zu optimieren, dass benachbarte Laserdioden gleichphasig emittieren und somit das Fernfeld wiederum eine einzige, schmale, zentrale Keule aufweist.

Im Materialsystem GaN existiert also offensichtlich ein konsistentes Modell, mit dem sich die Art der Kopplung zwischen Filamenten in Breitreifenlasern bzw. zwischen einzelnen Laserdioden in Array-Strukturen ausreichend beschreiben lässt.

Der interessante Punkt ist nun, dass die Kopplung zwischen kohärenten Filamenten in (Al,In)GaN Breitreifenlasern sich anscheinend nicht mit diesem Modell erklären lässt. Wie in Kapitel 4.3 beschrieben, sollte für (Al,In)GaN Laserdioden die laterale Verstärkungs- und Brechungsindexverteilung im Wellenleiter qualitativ der in [Salz86] und [Lars86] beschriebenen Konfiguration in GaAs Breitreifenlasern entsprechen. Durch räumliches Lochbrennen führt Filamentierung dazu, dass die Ladungsträgerdichte und somit die Verstärkung in den Bereichen zwischen den Filamenten höher ist, während sich die Filamente hauptsächlich in den Bereichen lokaler Maxima des lateralen Brechungsindexprofils befinden. Bei dieser Konstellation erwartet man eigentlich eine phasengleiche Kopplung benachbarter Filamente, da dadurch der Überlapp der optischen Mode mit dem lateralen Verstärkungsprofil maximal wäre. Dieses Verhalten konnte jedoch an keinem der untersuchten (Al,In)GaN Breitreifenlaser beobachtet werden. Die rekonstruierten Phasenverteilungen verschiedener Supermoden, die an verschiedenen Laserdioden gemessen wurden, ähneln der in Abb. 7.9 gezeigten Phasenverteilung für Probe 17. Allgemein lässt sich feststellen, dass die Phasendifferenz zwischen benachbarten Filamenten in der Regel  $0 < \Delta\phi < \pi$  beträgt.

Es konnte also noch keine zufriedenstellende Erklärung für das beobachtete Kopplungsverhalten gefunden werden, es scheinen hierbei auch andere Effekte als bei GaAs Laserdioden eine Rolle zu spielen. Es sollte aber auch hier das grundlegende Prinzip gelten, dass sich die Phasendifferenz zwischen den Filamenten derart einstellt, dass ein optimaler Überlapp zwischen dem optischen Feld der Lasermode und dem lateralen Verstärkungsprofil erreicht wird. Worin kann also der Unterschied liegen? Wie bereits in Kapitel 4.3 erläutert wurde, ist die Filamentierung in (Al,In)GaN Laserdioden aufgrund des hohen Antiguiding-Faktors sehr stark ausgeprägt. Zusätzlich führen Materialinhomogenitäten dazu, dass einzelne Filamente stark unterschiedliche Intensitäten besitzen, und auch die Abstände zwischen jeweils benachbarten Filamenten sind nicht identisch. Dies alles führt zu stark inhomogenen lateralen Verstärkungs- und Brechungsindexprofilen, wie man in Abb. 4.3 in Kapitel 4.3.2 erkennen kann. Um das beobachtete Kopplungsverhalten erklären zu können, wäre also ein aufwändigeres Modell notwendig, welches die Inhomogenität des Wellenleiters berücksichtigt.

### 7.3.2. Mehrere Supermoden

Im vorherigen Abschnitt wurde die laterale Feld- und Phasenverteilung einer einzelnen Supermode, bestehend aus vier gekoppelten Filamenten, anhand ihrer Propagation vom Nahfeld ins Fernfeld rekonstruiert. Dazu wurde eine Messung gewählt bei der die gesamte Lasermode kohärent ist und somit nur diese eine Supermode existiert. Wie jedoch in Kapitel 6.2 gezeigt wurde, kommt es bei höheren Strömen zu einer inkohärenten Überlagerung mehrerer Supermoden, was zu Veränderungen im Nahfeld führt. Im Folgenden sollen nun die entsprechenden Auswirkungen dieser inkohärenten Überlagerung mehrerer Supermoden auf das Fernfeld diskutiert werden. Dazu wird eine Messung an Probe 17 bei einem Strom von  $I = 1,54 I_{\text{th}}$  herangezogen.

Wie bereits anhand von Abb. 6.3 gezeigt wurde, existieren bei dieser Probe in diesem Fall zwei Supermoden, genannt X und Y. Der Übersichtlichkeit halber ist diese Abbildung hier als Abb. 7.10 nochmals gezeigt, wobei nun zusätzlich in (e-g) die entsprechenden Fernfeld-Messungen hinzugefügt sind. Um die beiden Supermoden X und Y mit unterschiedlichen Propagationskonstanten auch im Fernfeld räumlich zu trennen, integriert man wiederum das entsprechende räumlich aufgelöste Spektrum in Abb. 7.10(f) über die in Abb. 7.10(a) jeweils blau bzw. rot markierten Bereiche. Auf diese Weise lässt sich das laterale Fernfeldprofil (schwarze Linie Abb. 7.10(g)) als eine Überlagerung der beiden Supermoden X (blau) und Y (rot) darstellen.

Die beiden Supermoden haben unterschiedliche FP-Modenkämme und daher auch unterschiedliche Propagationskonstanten, somit sind sie nicht gekoppelt und propagieren unabhängig voneinander. Aus diesem Grund wird die in Abschnitt 7.3.1 beschriebene Fitprozedur für die beiden Supermoden getrennt durchgeführt. Abbildung 7.11(a) und (b) zeigt jeweils die simulierte Propagation der Supermoden X und Y für den Bereich  $0 \mu\text{m} < z < 200 \mu\text{m}$ . Die Normierung der Farbskalen in den Teilen (a) und (b) richtet sich nach den relativen Intensitäten der beiden Supermoden X und Y.

Die Richtigkeit der in Abb. 7.11(a) und (b) gezeigten Propagationen kann nun nicht direkt mit experimentellen Daten überprüft werden. Eine direkte Messung der Propagation der unterschiedlichen Supermoden wäre zu aufwändig, da an jedem Punkt  $(x, z)$  des Scans ein komplettes Spektrum aufgenommen werden müsste, um die beiden Supermoden unterscheiden zu können. Aber man kann natürlich die spektral integrierte Intensität während der Propagation messen, in derselben Art wie für den Fall nur einer Supermode. Diese Messung ist in Abb. 7.11(c) dargestellt und kann nun mit der Summe der Intensitäten der simulierten Propagationen von Supermode X und Y verglichen werden. Beim Aufsummieren muss natürlich die unterschiedliche Intensität der beiden Supermoden berücksichtigt werden. Das Ergebnis dieser inkohärenten Überlagerung der beiden Supermoden ist in Abb. 7.11(d) zu sehen und zeigt erneut eine sehr gute Übereinstimmung mit dem nebenan dargestellten experimentell beobachteten Propa-

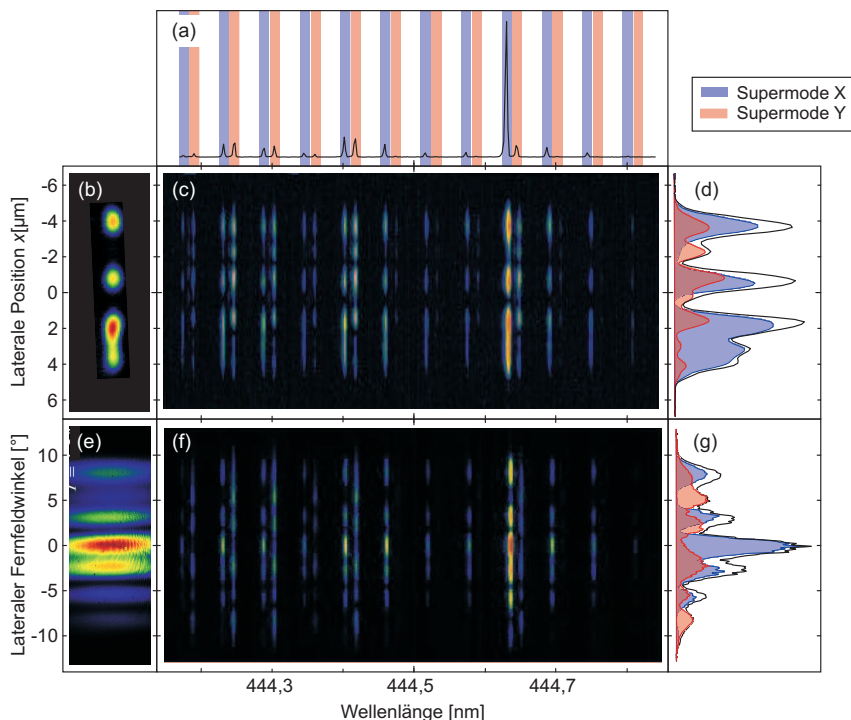


Abbildung 7.10.: (a) Räumlich integriertes Spektrum von Probe 17 bei einem Strom von  $I = 1,54 I_{th}$ . (b, e) Intensitätsverteilung im Nahfeld bzw. Fernfeld. (c, f) Entsprechende räumlich aufgelöste Spektren des jeweiligen lateralen Modenprofils. (d, g) Laterale Intensitätsprofile (schwarz) im Nahfeld bzw. Fernfeld. Die Lasermode ist eine Überlagerung der beiden Supermoden X (blau) und Y (rot), entsprechend der Markierung in (a).

gationsmuster für diesen Strom.

Man beachte, dass der zweite Stützpunkt für die simulierte Propagation in diesem Fall die lateralen Fernfeldprofile der beiden Supermoden aus Abb. 7.10(g) sind. Diese wurden in einem Abstand  $z_1$  von einigen Millimetern aufgenommen, wohingegen Abb. 7.11 nur die ersten  $200 \mu\text{m}$  der gemessenen und simulierten Propagation zeigt.

Interessanterweise ähnelt die Propagation der Supermode X bei  $I = 1.54 I_{th}$ , zu sehen in Abb. 7.11(a), sehr dem Fall der einzigen Supermode bei niedrigerem Strom, siehe Abb. 7.7. Dies bedeutet, dass diese Supermode nicht oder nur sehr wenig von der zweiten Supermode Y beeinflusst wird, obwohl die beiden Supermoden sich räumlich überlagern. Wir beobachten also keine kohärente Kopplung verschiedener lateraler Moden mit unterschiedlichen Propagationskonstanten, wie sie zum Beispiel in [Herz00] oder [Sche95] beschrieben wird.

Wie in Kapitel 6.2 beschrieben wurde, kommt es bei noch höheren Strömen zum Auftreten weiterer Supermoden. Dies führt dazu, dass das laterale Fernfeldprofil in

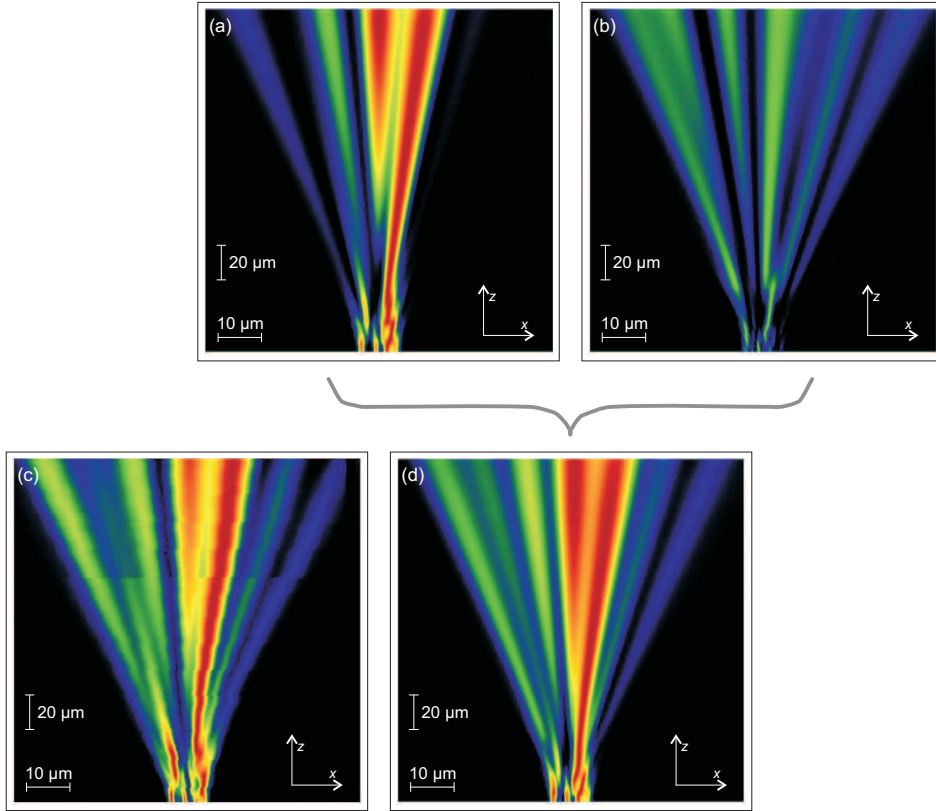


Abbildung 7.11.: Rekonstruierte Propagation der lateralen Intensitätsprofile von (a) Supermode X und (b) Supermode Y von Probe 17 bei  $I = 1.54I_{th}$ . Die experimentellen Daten für die jeweiligen Fits sind die Nahfeld- und Fernfeldprofile der beiden Supermoden aus Abb. 7.10(d) und (g). (c) Gemessene Propagation des spektral integrierten Intensitätsprofils derselben Probe unter identischen Bedingungen. (d) Inkohärente Überlagerung der rekonstruierten Propagation der beiden Supermoden X und Y aus den Teilen (a) und (b).

ähnlicher Weise wie der Wellenleiter im Nahfeld "aufgefüllt" wird. Die ausgeprägten Keulen im lateralen Fernfeldprofil bei der Existenz einer einzelnen Supermode werden also durch das Hinzukommen zusätzlicher Supermoden abgeschwächt. Somit ist also die Abwesenheit eines ausgeprägten Interferenzmusters im spektral integrierten Fernfeld keineswegs ein Beweis für die Abwesenheit von Supermoden, vielmehr kann es sich genauso gut um eine inkohärente Überlagerung mehrerer Supermoden handeln, wodurch einzelnen Interferenzmuster verschleiert werden.

Zusammenfassend lässt sich also feststellen, dass die Form des lateralen Fernfeldprofils von (Al,In)GaN Breitstreifenlasern somit eine starke Stromabhängigkeit zeigt. Wie in Kapitel 5 gezeigt wurde, haben auch thermische Effekte einen Einfluss auf das

Modenverhalten im Wellenleiter. Somit ist anzunehmen dass auch das Fernfeld von thermischen Einflüssen abhängig ist. Da ein solches Verhalten natürlich in Hinsicht auf mögliche Anwendungen unerwünscht ist, stellt sich die Frage, wie bei (Al,In)GaN Breitstreifenlasern ein stabiles Fernfeld bei guter Strahlqualität realisierbar wäre.

Meiner Meinung nach kann das Auftreten von Filamenten an sich in (Al,In)GaN Laserdioden nicht verhindert werden. Daher sollte eher nach Möglichkeiten gesucht werden, den Prozess der Filamentierung zu kontrollieren. Dies könnte zum Beispiel in Form einer periodischen Störung der Wellenleiterstruktur in lateraler Richtung geschehen. Prinzipiell gibt es dazu zwei verschiedene Ansätze, nämlich entweder den Realteil oder den Imaginärteil des lateralen Brechungsindexprofils innerhalb des Wellenleiters zu modulieren und somit eine zusätzliche indexgeführte bzw. gewinngeführte Struktur zu erzeugen. In [Salz86] wird beispielsweise beschrieben, wie durch eine periodische Modulation der Spiegelreflektivität eines GaAs Breitstreifenlasers eine phasengleiche Kopplung der einzelnen Filamente erreicht wird.

Diese Herangehensweise ähnelt natürlich in gewisser Weise der Idee von Array-Strukturen. Darunter versteht man eine regelmäßige Anordnung mehrerer Laserdioden, die in entsprechend kleinem Abstand voneinander angeordnet sind, so dass die Lasermoden der einzelnen Laserdioden ein gemeinsames Fernfeld bilden. Solche Array-Strukturen wurden auch im (Al,In)GaN Materialsystem bereits realisiert [Goto03, Holc09], allerdings reicht deren Ausgangsleistung bei weitem noch nicht an die in [Brün09] demonstrierte Leistung einzelner (Al,In)GaN Breitstreifenlaser heran. Bei diesen Array-Strukturen stellt sich dann natürlich die Frage, ob eine phasengleiche Kopplung, wie sie zum Beispiel in [Kish92] für GaAs Array-Strukturen gezeigt wird, oder aber eine inkohärente Überlagerung der einzelnen Lasermoden erreicht werden will. Ziel muss es auf jeden Fall sein, ein über einen weiten Strombereich stabiles Strahlprofil zu erzeugen.



# Zusammenfassung und Ausblick

In der vorliegenden Arbeit wurde eine umfassende Zusammenstellung von experimentellen und theoretischen Untersuchungen zur Modendynamik von (Al,In)GaN Laserdioden präsentiert. Ziel war es hierbei, die physikalischen Vorgänge und Zusammenhänge verständlich darzustellen, um die komplexe multidimensionale Dynamik der Lasermode beschreiben zu können. Ausgehend von einem vereinfachten, grundlegenden Modell, welches im weiteren Verlauf der Arbeit entsprechend der untersuchten Eigenschaften erweitert wurde, gelang es, einen umfassenden und konsistenten Parametersatz zu erstellen, mit dem sich sämtliche experimentelle Beobachtungen erklären lassen. Als zentrales Ergebnis lässt sich somit feststellen, dass alle grundlegenden Beobachtungen konsistent mit bestehenden Modellen sind, die auch zur Beschreibung der Dynamik von Laserdioden in anderen Materialsystemen verwendet werden. Dabei müssen aber unbedingt die Besonderheiten des Materialsystems (Al,In)GaN berücksichtigt werden. Hierzu zählen beispielsweise Fluktuationen in der Verstärkung, die große inhomogene Verbreiterung, und der vergleichsweise hohe Antiguiding-Faktor.

Die vorgestellten Simulationen und Abschätzungen beschränken sich dabei größtenteils auf jeweils nur eine Dimension des untersuchten Parameterraums aus Raum, Zeit und Energie. Dies begründet sich zum einen darin, dass diese Herangehensweise vollkommen ausreicht, um die grundlegenden physikalischen Effekte zu beschreiben. Zum anderen würden komplexere Modelle sehr schnell den Rahmen einer experimentellen Arbeit sprengen. Es wäre jedoch wünschenswert, dass die in dieser Arbeit gezeigten Messungen und ermittelten Parameter als Vorlage für komplexere, detailliertere Simulationen dienen.

Im einzelnen lassen sich die in dieser Arbeit beschriebenen Ergebnisse folgendermaßen zusammenfassen:

Bei der Untersuchung der spektralen Dynamik der longitudinalen Moden von schmalen (Al,In)GaN Laserdioden stellte sich heraus, dass Fluktuationen in der Verstärkung einzelner FP-Moden, welche durch hochauflösende Verstärkungsmessungen unterhalb der Schwelle nachgewiesen werden konnten, die Form des Laserspektrums oberhalb der Schwelle entscheidend beeinflussen. Auf diese Weise lassen sich die gravierenden Unterschiede in den Spektren von (Al,In)GaN Laserdioden auf verschiedenen Substraten

eindeutig erklären. Als physikalische Ursache für diese Fluktuationen kommen Materialinhomogenitäten bzw. Versetzungen in Frage. Bei der theoretischen Beschreibung der spektralen Dynamik müssen außerdem nichtlineare Sättigungseffekte berücksichtigt werden, um die charakteristische Form der Spektren von (Al,In)GaN Laserdioden zu beschreiben. Mithilfe der asymmetrischen Sättigung lässt sich auch das experimentell beobachtete Modehopping erklären. Hierbei handelt es sich um eine schwach periodische zeitliche Variation der Intensität der einzelnen FP-Moden auf einer MHz-Zeitskala, während die Gesamtintensität konstant bleibt.

An (Al,In)GaN Laserdioden mit einer nicht-optimierten transversalen Wellenführung konnten Substratmoden, welche sowohl die Effizienz als auch die Strahlqualität erheblich beeinträchtigen, direkt mithilfe eines optischen Nahfeldmikroskops als stehende Welle im GaN-Substrat der entsprechenden Laserdioden nachgewiesen werden. Diese Beobachtung bestätigte die bestehenden indirekten Nachweise und komplexen Simulationen zur Existenz von Substratmoden. Durch eine Optimierung der wellenführenden Schichten, genauer gesagt durch eine Vergrößerung der Dicke der  $n$ -Mantelschicht, konnte das Substratmoden-Problem inzwischen von *Osram-OS* gelöst werden.

Durch die Untersuchung von (Al,In)GaN Laserdioden mit unterschiedlichen Wellenleiter-Breiten konnte eindeutig und detailliert nachgewiesen werden, dass die Modendynamik von Laserdioden mit Ridgebreiten von über  $2,5\text{ }\mu\text{m}$  durch Filamentierung bestimmt wird. Filamentierung ist ein nichtlinearer Effekt, der durch die Ladungsträger-induzierte Brechungsindexänderung im Wellenleiter verursacht wird und sich in Form einer Selbst-Fokussierung der Lasermode äußert. Die einzelnen Filamente besitzen unabhängig von der Ridgebreite eine Halbwertsbreite von etwa  $1\text{ bis }1,5\text{ }\mu\text{m}$ , so dass die typische Anzahl der Filamente mit steigender Ridgebreite steigt. Unter Berücksichtigung der Wechselwirkung zwischen der optischen Mode, der Ladungsträgerdichte und dem lateralen Brechungsindexprofil ließ sich die qualitative Form der beobachteten Moden-Profile auch theoretisch nachvollziehen.

Anhand von zeitaufgelösten Messungen der spektralen und räumlichen Dynamik von (Al,In)GaN Laserdioden mit breitem Wellenleiter, die gepulst betrieben wurden, konnte nachgewiesen werden, dass thermische Effekte einen erheblichen Einfluss auf das Modenprofil der untersuchten Laserdioden haben. Da die Laserdiode durch die Zufuhr elektrischer Leistung während eines Pulses erhitzt wird, ändert sich das laterale Temperaturprofil und somit auch das laterale Brechungsindexprofil des Wellenleiters. Dieser Effekt konnte als Ursache für die beobachtete Dynamik auf einer Zeitskalen von einigen Nanosekunden bis zu einigen Mikrosekunden identifiziert werden.

Durch gleichzeitig räumlich und spektrale Untersuchungen der Lasermode von Breitstreifenlasern konnte erstmals eine kohärente, phasenstarre Kopplung von Filamenten in (Al,In)GaN Laserdioden zu sogenannten Supermoden nachgewiesen werden. Je nach Strom existieren entweder eine oder mehrere solcher Supermoden, welche sich dann

inkohärent überlagern. Dieses Verhalten führt dazu, dass das Fernfeld der entsprechenden Laserdioden sich als Interferenzmuster der jeweils kohärent gekoppelten Filamente darstellt. Auf diese Weise hat die Existenz von Supermoden einen essentiellen Einfluss auf die Strahlqualität im Allgemeinen und insbesondere auf die Stabilität der Modenform bezüglich Strom- und Temperaturänderungen und muss daher hinsichtlich möglicher Anwendungen unbedingt in Betracht gezogen werden. Da das Phänomen der Filamentierung an sich nicht unterbunden werden kann, besteht ein möglicher Ansatz darin, anhand von geeigneter lateraler Strukturierung des Wellenleiters die gegenseitige Kopplung der einzelnen Filamente zu kontrollieren.

Schließlich konnte das experimentell beobachtete Interferenzmuster, welches während der Propagation von Supermoden vom Nahfeld ins Fernfeld entsteht, mithilfe einer Überlagerung kohärenter Gauß-Strahlen, welche die einzelnen Filamente darstellen, rekonstruiert werden. Auf diese Weise konnte die Phasenverteilung der Lasermode im Wellenleiter bestimmt werden. Außerdem konnte gezeigt werden, dass verschiedene, gleichzeitig existierende Supermoden unabhängig voneinander propagieren, auch wenn sich diese räumlich überlagern.

Zuletzt seien noch mögliche Ansatzpunkte für fortführende Arbeiten auf dem Gebiet von (Al,In)GaN Laserdioden genannt:

Hakki-Paoli-Verstärkungsmessungen sowie Messungen des räumlichen Modenprofils können auch bei zukünftigen Entwicklungen und Optimierungen, so zum Beispiel bei der Erweiterung des zugänglichen Spektralbereichs, wichtige Erkenntnisse liefern. Diese Untersuchungen sind natürlich ebenso bei neuartigen Laser-Strukturen anwendbar, welche in einer anderen Kristallrichtung als der polaren  $c$ -Richtung gewachsen werden. Die Entwicklung solcher Strukturen im Rahmen der DFG-Forschergruppe *PolarCoN*, an der auch die Arbeitsgruppe von PD Dr. U. T. Schwarz beteiligt ist, hat bereits begonnen. Es wird interessant sein, zu verfolgen, ob mit diesem Ansatz das Ziel einer grünen Laserdiode erreicht werden kann und ob sich die physikalischen Eigenschaften dieser Laserdioden in analoger Weise beschreiben lassen.



# A. Materialparameter von (Al,In)GaN

In diesem Kapitel werden alle Materialkonstanten und Parameter sowie die dazugehörigen Gleichungen aufgeführt, welche für die in dieser Arbeit vorgestellten Berechnungen benötigt werden. Die aufgeführten Daten stammen größtenteils aus verschiedenen Kapiteln des von J. Piprek herausgegebenen Buches [Pipr07b].

## A.1. Bandstrukturparameter

Die Werte für die Bandlücke  $E_g$  der binären Verbindung GaN, AlN und InN sind in Tabelle A.1 aufgelistet. Mithilfe der dort ebenfalls angegebenen Varshni-Parameter  $\alpha_V$

Parameter	GaN	AlN	InN
$E_g$ [eV] bei $T=0$ K	3,510	6,10	0,69
$E_g$ [eV] bei $T=300$ K	3,437	6,00	0,608
$\alpha_V$ [meV K <sup>-1</sup> ]	0,914	2,63	0,414
$\beta_V$ [K]	825	2082	154

Tabelle A.1.: Bandstrukturparameter und Varshni-Parameter für binäre Nitride in Wurtzitstruktur, entnommen aus [Vurg07].

und  $\beta_V$  lässt sich die Temperaturabhängigkeit der entsprechenden Bandlückenenergien durch die empirische Varshni-Relation [Vars67] beschreiben:

$$E_g(T) = E_g(T=0) - \frac{\alpha_V \cdot T^2}{\beta_V + T}. \quad (\text{A.1})$$

Die Bandlückenenergie  $E_g$  der entsprechenden ternären oder quaternären Verbindungen  $\text{In}_x\text{Al}_y\text{Ga}_{1-x-y}\text{N}$  kann mit folgender empirischer Formel berechnet werden:

$$\begin{aligned} E_g(\text{In}_x\text{Al}_y\text{Ga}_{1-x-y}\text{N}) &= E_g(\text{InN}) \cdot x + E_g(\text{AlN}) \cdot y + E_g(\text{GaN}) \cdot (1-x-y) \\ &- E_g^b(\text{AlInN}) \cdot x \cdot y \\ &- E_g^b(\text{InGaN}) \cdot x \cdot (1-x-y) \\ &- E_g^b(\text{AlGaN}) \cdot y \cdot (1-x-y). \end{aligned} \quad (\text{A.2})$$

Die Abweichung vom linearen Zusammenhang zwischen der Bandlücke  $E_g$  und der Konzentration der beteiligten Elemente wird hierbei mithilfe der sogenannten Bowing-Parameter  $E_g^b$  beschrieben. Die jeweiligen Werte für das (Al,In)GaN Materialsystem sind  $E_g^b(\text{AlInN}) = 3,4 \text{ eV}$ ,  $E_g^b(\text{InGaIn}) = 1,4 \text{ eV}$  und  $E_g^b(\text{AlGaIn}) = 3,4 \text{ eV}$  [Vurg07].

## A.2. Brechungsindex

In [Laws01] wird aus experimentellen Daten eine empirische Formel zur Berechnung des Brechungsindex  $n$  von  $\text{Al}_y\text{Ga}_{1-y}\text{N}$  in Abhängigkeit der Energie  $E$  aus der entsprechenden Bandkantenenergie  $E_g$  hergeleitet:

$$n(E) = \sqrt{a_L(y) \left(\frac{E}{E_g}\right)^{-2} \left[ 2 - \left(1 + \frac{E}{E_g}\right)^{\frac{1}{2}} - \left(1 - \frac{E}{E_g}\right)^{\frac{1}{2}} \right] + b_L(y)}, \quad (\text{A.3})$$

Die Parameter  $a_L$  und  $b_L$  hängen hierbei folgendermaßen von der Aluminiumkonzentration  $y$  ab:

$$a_L(y) = 9,82661 - 8,21698 y - 31,5902 y^2 \quad (\text{A.4})$$

$$b_L(y) = 2,73591 + 0,84249 y - 6,29321 y^2. \quad (\text{A.5})$$

## A.3. Thermische Parameter

Die wichtigsten Parameter zur Beschreibung thermischer Effekte sind neben der Dichte  $\rho$  die thermische Leitfähigkeit  $\kappa$  und die spezifische Wärmekapazität  $c_p$  des Kristallgitters. Elektronen und Löcher besitzen ebenfalls eine thermische Leitfähigkeit und eine spezifische Wärmekapazität, ihre Beiträge sind aber vernachlässigbar klein. Die entsprechenden Werte von  $\rho$ ,  $c_p$  und  $\kappa$  für die binären Nitride sind in Tabelle A.2 aufgeführt.

Die Wärmeleitungsgleichung lässt sich aus der Energieerhaltung herleiten. Sie lautet [Pipr07a]:

$$\rho c_p \frac{\partial}{\partial t} T(\mathbf{r}, t) = \kappa \nabla \cdot \nabla T(\mathbf{r}, t) + H_{\text{heat}}(\mathbf{r}, t) \quad (\text{A.6})$$

$H_{\text{heat}} = P_{\text{heat}}/V$  ist die eingebrachte Heizleistung  $P_{\text{heat}}$  pro Volumen  $V$ .

Parameter	$\rho$ [g cm <sup>-3</sup> ]	$c_p$ [J g <sup>-1</sup> K <sup>-1</sup> ]	$\kappa$ [W m <sup>-1</sup> K <sup>-1</sup> ]
GaN	6,15	0,49	160
AlN	3,23	0,6	210
InN	6,81	0,32	45

Tabelle A.2.: Thermische Materialparameter aus [Pipr07a].

# Abbildungsverzeichnis

1.1. Skizze einer Laserdiode . . . . .	7
1.2. Materialverstärkung $G$ . . . . .	11
1.3. Verstärkung $g$ . . . . .	13
1.4. Verstärkungsmessung an Probe 1 . . . . .	15
1.5. Verstärkungsmessungen an verschiedenen Proben . . . . .	16
1.6. Verstärkungsmessungen an <i>Nichia</i> -Laserdioden . . . . .	18
1.7. Simulierte Relaxationsoszillationen . . . . .	29
1.8. Messung und Simulation der Relaxationsoszillationen . . . . .	31
1.9. Ergebnisse aus den Fits der Relaxationsoszillationen . . . . .	32
1.10. Simulierte 2D-Wellenleiter-Moden . . . . .	38
1.11. Filamente in einer breiten Laserdiode . . . . .	38
1.12. Abmessungen einer Gauß-Kurve . . . . .	43
1.13. Strahlparameter einer Gauß-Mode . . . . .	44
1.14. Skizze des Fernfelds einer Laserdiode . . . . .	45
1.15. Gauß-Profil im Nah- und im Fernfeld . . . . .	46
2.1. Fluktuationen in der Verstärkung . . . . .	53
2.2. Gemessene und simulierte Spektren von Probe 2 und Probe 3 . . . . .	57
2.3. Modehopping-Messung . . . . .	61
2.4. Korrelation zur Modehopping-Messung . . . . .	62
2.5. Modehopping-Simulation . . . . .	63
3.1. 2D-Simulation von Substratmoden . . . . .	67
3.2. Fernfeld und $I$ - $P_{\text{opt}}$ -Kennlinie mit und ohne Substratmoden . . . . .	68
3.3. SNOM-Messung von Substratmoden . . . . .	71
3.4. SNOM-Messung der Substratmode an unterschiedlichen Proben . . . . .	72
3.5. $k$ -Vektoren im Wellenleiter und im Substrat . . . . .	73
3.6. Effektiver Brechungsindex der Lasermode . . . . .	75
3.7. Zeit aufgelöste Substratmoden-Messung . . . . .	76
4.1. Skizze eines Breitstreifenlasers . . . . .	79

4.2. Nahfeld-Messungen an Probe 7 bis Probe 12 . . . . .	81
4.3. Simulation der optischen Mode breiter Laserdioden . . . . .	90
4.4. Modensimulation für verschiedene Ridgebreiten . . . . .	93
4.5. Modenüberlagerung in Experiment und Simulation . . . . .	94
4.6. Laterales Profil einer kohärenten Lasermode . . . . .	95
4.7. Simulierte $I$ - $P_{\text{opt}}$ -Kennlinien . . . . .	97
5.1. SI-ZA- und SA-ZI-Messung an Probe 13 . . . . .	106
5.2. SA-ZA-Messung an Probe 13 . . . . .	106
5.3. Zeitaufgelöste Temperaturmessung . . . . .	107
5.4. SI-ZA- und SA-ZI-Messung an Probe 14 . . . . .	109
5.5. SA-ZA-Messung an Probe 14 . . . . .	109
5.6. Kritische Temperatur im zeitaufgelösten Nahfeld-Profil . . . . .	111
5.7. Kritische Temperatur im zeitaufgelösten Spektrum . . . . .	112
5.8. Modenprofil von Probe 15 zu verschiedenen Zeiten . . . . .	114
5.9. Laterales Modenprofil für verschiedene Temperaturen . . . . .	115
6.1. Spektral aufgelöstes Nahfeld von Probe 17 . . . . .	119
6.2. Stromabhängigkeit des Spektrums von Probe 17 . . . . .	121
6.3. Spektrale Trennung von Supermoden bei Probe 17 . . . . .	123
6.4. Überlagerung von Supermoden bei Probe 17 . . . . .	123
6.5. $I$ - $P_{\text{opt}}$ -Kennlinie von Probe 17 . . . . .	124
7.1. Fernfeld von Probe 19 . . . . .	128
7.2. Nah- und Fernfeld für verschiedene Ridgebreiten . . . . .	129
7.3. Fernfeldmessungen an Dioden anderer Hersteller . . . . .	131
7.4. Propagation der Lasermode von Probe 17 und Probe 19 . . . . .	133
7.5. Propagation einer Gauß-Mode . . . . .	136
7.6. (In)kohärente Überlagerung von Gauß-Moden . . . . .	136
7.7. Gemessene und simulierte Propagation von Probe 17 . . . . .	140
7.8. Schnitte während der Propagation . . . . .	141
7.9. Phasenrekonstruktion von Probe 17 . . . . .	142
7.10. Zwei Supermoden bei Probe 17 . . . . .	146
7.11. Propagation beider Supermoden bei Probe 17 . . . . .	147



# Tabellenverzeichnis

1.1. Schichtaufbau einer Standard-(Al,In)GaN Laserdiode . . . . .	10
1.2. Material- und Simulationsparameter von Probe 1 . . . . .	33
1.3. Parameterabgleich mit anderen Quellen . . . . .	34
1.4. Strahlparameter einer fundamentalen Gauß-Mode . . . . .	45
2.1. Simulationsparameter von Probe 2 und Probe 3 . . . . .	55
3.1. Substratmoden-Messungen . . . . .	74
4.1. Simulationsparameter für erweitertes Ratengleichungsmodell . . . . .	89
7.1. Parameter für die Überlagerung von Filamenten . . . . .	141
A.1. Bandstrukturparameter und Varshni-Parameter . . . . .	153
A.2. Thermische Materialparameter . . . . .	154

# Probenverzeichnis

Name	Ridgebreite [ $\mu\text{m}$ ]	Substrat	$\lambda$ [nm]	$I_{\text{th}}$ [mA]	Kapitel
Probe 1	1,5	GaN	410	40	1, 3
Probe 2	1,5	GaN	405	50	2
Probe 3	1,5	SiC	405	100	2
Probe 4	2	GaN	405	-	3
Probe 5	3,5	GaN	405	-	3
Probe 6	2	GaN	405	-	3
Probe 7	1,5	SiC	405	81	4
Probe 8	2	SiC	405	152	4
Probe 9	2,5	SiC	405	146	4
Probe 10	5	SiC	405	285	4
Probe 11	8	SiC	405	474	4
Probe 12	10	SiC	405	600	4
Probe 13	2	SiC	405	150	4
Probe 14	10	GaN	405	370	4
Probe 15	10	SiC	405	600	5
Probe 16	8	SiC	405	430	5
Probe 17	10	GaN	445	65	4, 6, 7
Probe 18	5	GaN	395	400	6
Probe 19	20	GaN	395	500	6

# Literaturverzeichnis

- [Ackl83] Ackley, D. E., *Single longitudinal mode operation of high power multiple-stripe injection lasers*. Applied Physics Letters, **42**(2), 152, (1983).
- [Agra93] Agrawal, G. P. und N. K. Dutta, *Semiconductor Lasers*. Kluwer Academic Publisher, (1993).
- [Ahme01a] Ahmed, M., M. Yamada und S. Abdulrahmann, *A multimode simulation model of mode-competition low-frequency noise in semiconductor lasers*. Fluctuation and Noise Letters, **1**(3), L163, (2001).
- [Ahme01b] Ahmed, M., M. Yamada und M. Saito, *Modeling of intensity and phase noise in semiconductor lasers*. IEEE Journal of Quantum Electronics, **37**(12), 1600, (2001).
- [Ahme02] Ahmed, M. und M. Yamada, *Influence of instantaneous mode competition on the dynamics of semiconductor lasers*. IEEE Journal of Quantum Electronics, **38**(6), 682, (2002).
- [Akit07] Akita, K., T. Kyono, Y. Yoshizumi, H. Kitabayashi und K. Katayama, *Improvements of external quantum efficiency of InGa<sub>N</sub>-based blue light-emitting diodes at high current density using Ga<sub>N</sub> substrates*. Journal of Applied Physics, **101**, 033104, (2007).
- [Ben04] Ben, Y., S. Changzheng, X. Song, Y. Luo, T. Yagi und E. Omura, *Nonlinearity in power-current Characteristics of narrow-pulse-driven AlGaInP laser diodes*. IEEE Journal of Quantum Electronics, **40**(4), 349, (2004).
- [Blu] Blu-ray Disc Association. <http://www.blu-raydisc.com>.
- [Brau07] Braun, H., C. Lauterbach, U. T. Schwarz, V. Laino, B. Witzigmann, C. Rumbolz, M. O. Schillgalies, A. Lell und V. Härle, *Experimental and theoretical study of substrate modes in (Al,In)Ga<sub>N</sub> laser diodes*. physica status solidi (c), **4**(7), 2772, (2007).
- [Brau08a] Braun, H., D. Scholz, T. Meyer, U. T. Schwarz, D. Queren, M. Schillgalies, S. Brüningshoff, A. Laubsch und U. Strauß, *Measurement and simulation of the lateral mode profile of broad ridge 405 nm (Al,In)Ga<sub>N</sub> laser diodes*. Proceedings of SPIE, **6997**, 69971U, (2008).
- [Brau08b] Braun, H., H.-M. Solowan, D. Scholz, T. Meyer, U. T. Schwarz, S. Brüningshoff, A. Lell und U. Strauß, *Lateral and longitudinal mode pattern of broad ridge 405 nm (Al, In)Ga<sub>N</sub> laser diodes*. Journal of Applied Physics, **103**(7), 073102, (2008).
- [Brau09a] Braun, H., S. Rogowsky, U. T. Schwarz, S. Brüningshoff, A. Lell, Stephan Lutgen und U. Strauß, *Supermodes in broad area (Al,In)Ga<sub>N</sub> laser diodes*. IEEE Journal of Quantum Electronics, accepted, (2009).

- [Brau09b] Braun, H., S. Rogowsky, U. T. Schwarz, S. Brünninghoff, A. Lell und U. Strauß, *High power broad ridge (Al,In)GaN laser diodes: Spatial and spectral stability*. physica status solidi (a), accepted, (2009).
- [Brün09] Brünninghoff, S., S. Eichler, S. Tautz, A. Lell, M. Sabathil, S. Lutgen und U. Strauß, *8 W single-emitter InGaN laser in pulsed operation*. physica status solidi (a), accepted, (2009).
- [Buus83] Buus, J., *Models of the static and dynamic behavior of stripe geometry lasers*. IEEE Journal of Quantum Electronics, **19**(6), 953, (Jun 1983).
- [Chan06] Chan, P. K. L., K. P. Pipe, J. J. Plant, R. B. Swint und P. W. Juodawlkis, *Temperature mapping and thermal lensing in large-mode, high-power laser diodes*. Applied Physics Letters, **89**(20), 201110, (2006).
- [Chic97] Chichibu, S., T. Azuhata, T. Sota und S. Nakamura, *Luminescences from localized states in InGaN epilayers*. Applied Physics Letters, **70**(21), 2822, (1997).
- [Chow97] Chow, W. W., A. F. Wright, A. Girndt, F. Jahnke und S. W. Koch, *Microscopic theory of gain for an InGaN/AlGaIn quantum well laser*. Applied Physics Letters, **71**(18), 2608, (1997).
- [Chow00] Chow, W. W., H. Amano und I. Akasaki, *Theoretical analysis of filamentation and fundamental-mode operation in InGaIn quantum well lasers*. Applied Physics Letters, **76**(13), 1647, (2000).
- [Chow01] CHOW, W. W. und H. Amano, *Analysis of lateral-mode behavior in broad-area InGaIn quantum-well lasers*. IEEE Journal of Quantum Electronics, **37**, 265–273, (2001).
- [Cold95] Coldren, L. A. und S. W. Corzine, *Diode lasers and photonic integrated circuits*. Wiley, (1995).
- [Corb95] Corbett, B. und D. McDonald, *Ridge waveguide single longitudinal mode Fabry-Pérot lasers by modal perturbation*. Electronic Letters, **31**, 2181, (1995).
- [Davi00] Davis, C. C., *Lasers and Electro-Optics: Fundamentals and Engineering*. Cambridge University Press, Cambridge, (2000).
- [Eich04] Eichler, C., D. Hofstetter, W. W. Chow, S. Miller, A. Weimar, A. Lell und V. Härle, *Microsecond time scale lateral-mode dynamics in a narrow stripe InGaIn laser*. Applied Physics Letters, **84**(14), 2473, (2004).
- [Eich05a] Eichler, C., *Thermisches Management GaN-basierender Laserdioden*. Dissertation, Universität Ulm, (2005).
- [Eich05b] Eichler, C., S.-S. Schad, F. Scholz, D. Hofstetter, S. Miller, A. Weimar, A. Lell und V. Härle, *Observation of temperature-independent longitudinal-mode patterns in violet-blue InGaIn-based laser diodes*. IEEE Photonics Technology Letters, **17**(9), 1782, (2005).
- [Fan96] Fan, W. J., M. F. Li, T. C. Chong und J. B. Xia, *Valence hole subbands and optical gain spectra of GaN/GaAlN strained quantum wells*. Journal of Applied Physics, **80**(6), 3471, (1996).
- [Farr07] Farrell, R. M., D. F. Feezell, M. C. Schmidt, D. A. Haeger, K. M. Kelchner, K. Iso, H. Yamada, M. Saito, K. Fujito, D. A. Cohen, J. S. Speck, S. P. DenBaars und S. Nakamura, *Continuous-wave operation of AlGaIn-cladding-free nonpolar m-plane InGaIn/GaN laser diodes*. Japanese Journal of Applied Physics, **46**(32), L761, (2007).

- [Feez07] Feezell, D. F., M. C. Schmidt, R. M. Farrell, K.-C. Kim, Ma. Saito, K. Fujito, D. A. Cohen, J. S. Speck, S. P. DenBaars und S. Nakamura, *AlGaIn-cladding-free nonpolar InGaIn/GaN laser diodes*. Japanese Journal of Applied Physics, **46**(13), L284, (2007).
- [Feic05] Feicht, G., *Optische Verstärkung und Ladungsträger-induzierte Brechungsindexänderung*. Diplomarbeit, Universität Regensburg, (2005).
- [Fisc04] Fischer, H., *Verstärkungsmessungen an blauen Laserdioden bei tiefen Temperaturen*. Diplomarbeit, Universität Regensburg, (2004).
- [Fran96] Frankowsky, G., F. Steuber, V. Härle, F. Scholz und A. Hangleiter, *Optical gain in GaInN/GaN heterostructures*. Applied Physics Letters, **68**(26), 3746, (1996).
- [Furi06] Furitsch, M., A. Avramescu, C. Eichler, K. Engl, A. Leber, A. Miler, C. Rumbolz, G. Bruderl, U. Strauss, A. Lell und V. Härle, *Comparison of degradation mechanisms of blue-violet laser diodes grown on SiC and GaN substrates*. physica status Solidi(a), **203**(7), 1797, (2006).
- [Gerc72] Gerchberg, R. W. und W. O. Saxton, *A practical algorithm for the determination of phase from image and diffraction plane pictures*. Optik, **35**, 227, (1972).
- [Gmei07] Gmeinwieser, Nikolaus und Ulrich T. Schwarz, *Pattern formation and directional and spatial ordering of edge dislocations in bulk GaN: Microphotoluminescence spectra and continuum elastic calculations*. Physical Review B, **75**(24), 245213, (2007).
- [Goto03] Goto, S., M. Ohta, Y. Yabuki, Y. Hoshina, K. Naganuma, K. Tamamura, T. Hashizu und M. Ikeda, *Super high-power AlGaInN-based laser diodes with a single broad-area stripe emitter fabricated on a GaN substrate*. physica status solidi (a), **200**(1), 122, (2003).
- [Hade07] Hader, J., J. V. Moloney, A. Thränhardt und S. W. Koch, *Interband transitions in InGaIn quantum wells*. Piprek, J., Nitride Semiconductor Devices: Principles and Simulation, 145–168. Wiley, (2007).
- [Hade08] Hader, J., J. V. Moloney, B. Pasenow, S. W. Koch, M. Sabathil, N. Linder und S. Lutgen, *On the importance of radiative and Auger losses in GaN-based quantum wells*. Applied Physics Letters, **92**(26), 261103, (2008).
- [Hakk73] Hakki, B. W. und T. L. Paoli, *cw degradation at 300 K of GaAs double-heterostructure junction lasers. II. Electronic gain*. Journal of Applied Physics, **44**(9), 4113, (1973).
- [Hakk75] Hakki, B. W. und T. L. Paoli, *Gain spectra in GaAs double - heterostructure injection lasers*. Journal of Applied Physics, **46**(3), 1299, (1975).
- [Henr82] Henry, C. H., *Theory of the linewidth of semiconductor lasers*. IEEE Journal of Quantum Electronics, **18**, 259, (1982).
- [Herz00] Herzog, W. D., B. B. Goldberg und M. S. Unlu, *Beam steering in narrow-stripe high-power 980-nm laser diodes*. IEEE Photonics Technology Letters, **12**, 1604, (2000).
- [Higu08] Higuchi, Y., K. Omae, H. Matsumura und T. Mukai, *Room-Temperature cw Lasing of a GaN-Based Vertical-Cavity Surface-Emitting Laser by Current Injection*. Applied Physics Express, **1**(12), 121102, (2008).
- [Holc09] Holc, K., P. Wisniewski, M. Leszczynski, T. Suski, I. Grzegory, R. Czernecki, S. Grzanka und P. Perlin, *Violet blue laser mini - bars*. physica status solidi (c), (2009).

- [Jung08] Jung, C., B.-A. Yu, K. Lee, Y. L. Lee, N. E. Yu, D.-K. Ko und J. Lee, *A compact diode-pumped microchip green light source with a built-in thermoelectric element*. Applied Physics Express, **1**, 062005, (2008).
- [Kapo84] Kapon, E., Z. Rav-Noy, L. T. Lu, M. Yi, S. Margalit und A. Yariv, *Phase-locking characteristics of coupled ridge-waveguide InP/InGaAsP diode lasers*. Applied Physics Letters, **45**(11), 1159, (1984).
- [Kish92] Kish, F. A., S. J. Caracci, Jr. N. Holonyak, P. Gavriloic, K. Meehan und J. E. Williams, *Coupled-stripe in-phase operation of planar native-oxide index-guided AlGaAs-GaAs-InGaAs quantum-well heterostructure laser arrays*. Applied Physics Letters, **60**(1), 71, (1992).
- [Koji06] Kojima, K., M. Funato, Y. Kawakami, S. Nagahama, T. Mukai, H. Braun und U. T. Schwarz, *Gain suppression phenomena observed in InGaN quantum well laser diodes emitting at 470 nm*. Applied Physics Letters, **89**(24), 241127, (2006).
- [Koji07a] Kojima, K., M. Funato, Y. Kawakami, H. Braun, U. T. Schwarz, S. Nagahama und T. Mukai, *Comparison between optical gain spectra of InGaN/GaN laser diodes emitting at 404 nm and 470 nm*. physica status solidi (a), **204**, 2108, (2007).
- [Koji07b] Kojima, K., U. T. Schwarz, M. Funato, Y. Kawakami, S. Nagahama und T. Mukai, *Optical gain spectra for near UV to aquamarine (Al,In)GaN laser diodes*. Optics Express, **15**(12), 7730, (2007).
- [Koji08] Kojima, K., M. Funato, Y. Kawakami, H. Braun, U. Schwarz, S. Nagahama und T. Mukai, *Inhomogeneously broadened optical gain spectra of InGaN quantum well laser diodes*. physica status solidi (c), **5**, 2126, (2008).
- [Kura01] Kuramoto, M., Y. Hisanaga, A. Kimura, N. Futagawa, A. A. Yamaguchi, M. Nido und M. Mizuta, *An alloy semiconductor system with a tailorable band-tail and its application to high-performance laser operation: II. experimental study on InGaN MQW laser for optimization of differential gain characteristics tuned by in compositional fluctuation*. Semiconductor Science and Technology, **16**, 770, (2001).
- [Kura02] Kuramoto, M., C. Sasaoka, N. Futagawa, M. Nido und A.A. Yamaguchi, *Reduction of internal loss and threshold current in a laser diode with a ridge by selective re-growth (RiS-LD)*. physica status solidi (a), **192**, 329, (2002).
- [Lain07] Laino, V., F. Roemer, B. Witzigmann, C. Lauterbach, U. T. Schwarz, C. Rumbolz, M. O. Schillgalies, M. Furitsch, A. Lell und V. Härle, *Substrate Modes of (Al,In)GaN Semiconductor Laser Diodes on SiC and GaN Substrates*. IEEE Journal of Quantum Electronics, **43**, 16, (2007).
- [Lanc07] Lanco, L., S. Ducci, J.-P. Likforman, P. Filloux, X. Marcadet, M. Calligaro, G. Leo und V. Berger, *Time-resolved thermal characterization of semiconductor lasers*. Applied Physics Letters, **90**(2), 021105, (2007).
- [Lars86] Larsson, A., J. Salzman, M. Mittelstein und A. Yariv, *Lateral coherence properties of broad-area semiconductor quantum well lasers*. Journal of Applied Physics, **60**(1), 66, (1986).
- [Laws01] Laws, G. M., E. C. Larkins, I. Harrison, C. Molloy und D. Somerford, *Improved refractive index formulas for the  $Al_xGa_{1-x}N$  and  $In_yGa_{1-y}N$  alloys*. Journal of Applied Physics, **89**(2), 1108, (2001).

- [Li06] Li, D. Y., Y. Z. Huang, J. J. Zhu, D. G. Zhao, Z. S. Liu, S. M. Zhang, X. J. Ye, M. Chong, L. H. Chen, H. Yang und J. W. Liang, *Thermal lensing effect in ridge structure InGaN multiple quantum well laser diodes*. Journal of Applied Physics, **100**(4), 046101, (2006).
- [Loch08] Lochthofen, A., W. Mertin, G. Bacher, M. Furitsch, G. Brüderl, U. Strauss und V. Härle, *Microscopic investigation of InGaN/GaN heterostructure laser diode degradation using Kelvin probe force microscopy*. Journal of Physics D: Applied Physics, **41**(13), 135115, (2008).
- [Marc84] Marcuse, D., *Computer simulation of laser photon fluctuations: Theory of single-cavity laser*. IEEE Journal of Quantum Electronics, **20**(10), 1139, (1984).
- [Mats08] Matsubara, H., S. Yoshimoto, H. Saito, Y. Jianglin, Y. Tanaka und S. Noda, *GaN photonic-crystal surface-emitting laser at blue-violet wavelengths*. Science, **319**(5862), 445, (2008).
- [Mene09] Meneghini, M., N. Trivellin, G. Meneghesso, L. Trevisanello, E. Zanoni, K. Orita, M. Yuri und D. Ueda, *Analysis of the role of current in the degradation of InGaN-based laser diodes*. physica status solidi (c), (2009).
- [Mey07] Meyer, T., *Der Einfluss der optischen Verstärkung auf das zeitliche und spektrale Verhalten von InGaN-Laserdioden*. Diplomarbeit, Universität Regensburg, (2007).
- [Mey08a] Meyer, T., H. Braun, U. T. Schwarz, D. Queren, M. O. Schillgalies, S. Brüningshoff, A. Laubsch und U. Strauß, *Spectral measurements and simulations of 405 nm (Al, In)GaN test laser structures grown on SiC and GaN substrate*. Proceedings of SPIE, **6997**, 699708, (2008).
- [Mey08b] Meyer, T., H. Braun, U. T. Schwarz, S. Tautz, M. Schillgalies, S. Lutgen und U. Strauss, *Spectral dynamics of 405 nm (Al,In)GaN laser diodes grown on GaN and SiC substrate*. Optics Express, **16**(10), 6833, (2008).
- [Mic] Microvision. <http://www.microvision.com>.
- [Mink07] Minke, S., *Herstellung und Charakterisierung von Glasfaserspitzen für die Nahfeld-Mikroskopie*. Zulassungsarbeit, Universität Regensburg, (2007).
- [Mori96] Moritz, A., R. Wirth, C. Geng, F. Scholz und A. Hangleiter, *Birefringence and tilted modes in ordered GaInP/AlGaInP waveguides and lasers*. Applied Physics Letters, **68**(9), 1217, (1996).
- [Naka96] Nakamura, S., M. Senoh, S.-I. Nagahama, N. Iwasa, T. Yamada, T. Matsushita, Y. Sugimoto und H. Kiyoku, *Room-temperature continuous-wave operation of InGaN multi-quantum-well structure laser diodes*. Applied Physics Letters, **69**(26), 4056, (1996).
- [Naka98a] Nakamura, S., M. Senoh, S.-I. Nagahama, N. Iwasa, T. Yamada, T. Matsushita, H. Kiyoku, Y. Sugimoto, T. Kozaki, H. Umemoto, M. Sano und K. Chocho, *InGaN/GaN/AlGaIn-based laser diodes grown on GaN substrates with a fundamental transverse mode*. Japanese Journal of Applied Physics, **37**, L1020, (1998).
- [Naka98b] Nakamura, S., M. Senoh, S.-I. Nagahama, N. Iwasa, T. Yamada, T. Matsushita, H. Kiyoku, Y. Sugimoto, T. Kozaki, H. Umemoto, M. Sano und K. Chocho, *InGaN/GaN/AlGaIn-based laser diodes with modulation-doped strained-layer superlattices grown on an epitaxially laterally overgrown GaN substrate*. Applied Physics Letters, **72**(2), 211, (1998).

- [Nich08a] Nichia, *Datenblatt NDB7112E*.  
<http://www.nichia.com/specification/ld/NDB7112E-E.pdf>, (2008).
- [Nich08b] Nichia, *Datenblatt NDS1113E*.  
<http://www.nichia.com/specification/ld/NDS1113E.pdf>, (2008).
- [Ohta07] Ohta, M., Y. Ohizumi, Y. Hoshina, T. Tanaka, Y. Yabuki, K. Funato, S. Tomiya, S. Goto und M. Ikeda, *High-power pure blue laser diodes*. physica status solidi (a), **204**, 2068, (2007).
- [Ohts85] Ohtsu, M., Y. Otsuka und Y. Teramachi, *Precise measurements and computer simulations of mode-hopping phenomena in semiconductor lasers*. Applied Physics Letters, **46**(2), 108, (1985).
- [Okam09] Okamoto, K., J. Kashiwagi, T. Tanaka und M. Kubota, *Nonpolar m-plane InGaN multiple quantum well laser diodes with a lasing wavelength of 499.8 nm*. Applied Physics Letters, **94**(7), 071105, (2009).
- [Oliv05] Oliver, R. A., M. J. Kappers, C. J. Humphreys und G. A. D. Briggs, *Growth modes in heteroepitaxy of InGaN on GaN*. Journal of Applied Physics, **97**(1), 013707, (2005).
- [Osin87] Osinski, M. und J. Buus, *Linewidth broadening factor in semiconductor lasers - an overview*. IEEE Journal of Quantum Electronics, **23**(1), 9, (1987).
- [Osra09] Osram, Opto Semiconductors GmbH, *Pressemeldung*.  
[http://osram-os.com/osram\\_os/EN/Press/Press\\_Releases/High-Power\\_Lasers/mini-laser-for-mini-projectors.jsp](http://osram-os.com/osram_os/EN/Press/Press_Releases/High-Power_Lasers/mini-laser-for-mini-projectors.jsp), (2009).
- [Park05] Park, S.-H., D. Ahn, E. H. Park, T. K. Yoo und Y.-T. Lee, *Many-body optical gain and intraband relaxation time of wurtzite InGaN/GaN quantum-well lasers and comparison with experiment*. Applied Physics Letters, **87**(4), 044103, (2005).
- [Peda05] Pedaci, F., M. Giudici, J. Tredicce und G. Giacomelli, *Experimental analysis of mode-hopping in bulk semiconductor lasers*. Applied Physics B: Lasers and Optics, **81**(7), 993, (2005).
- [Pete91a] Petermann, K., *Laser diode modulation and noise*. Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, (1991).
- [Pete91b] Peters, F.H. und D.T. Cassidy, *Strain and scattering related spectral output of 1.3-,  $\mu$ m InGaAsP semiconductor diode lasers*. Applied Optics, **30**(9), 20, (1991).
- [Pind05] Pindl, M., *Nahfelduntersuchungen an optischen Moden von (Al,In)GaN-Laserdioden*. Mensch & Buch Verlag, Dissertation, Universität Regensburg, (2005).
- [Pind06] Pindl, M. und U. T. Schwarz, *Waveguide mode dynamics of blue laser diodes*. physica status solidi (a), **203**, 1787, (2006).
- [Pipr02] Piprek, J. und S. Nakamura, *Physics of high-power InGaN/GaN lasers*. IEE Proceedings Optoelectronics, **149**, 145, (2002).
- [Pipr07a] Piprek, J., *Introduction*. Piprek, J., Nitride Semiconductor Devices: Principles and Simulation, 1–11. Wiley, (2007).
- [Pipr07b] Piprek, J., *Nitride Semiconductor Devices: Principles and Simulation*. Wiley, (2007).



- [Qian08] Qian, F., Y. Li, S. Gradecak, H.-G. Park, Y. Dong, Y. Ding, Z. L. Wang und C. M. Lieber, *Multi-quantum-well nanowire heterostructures for wavelength-controlled lasers*. Nature Materials, **7**, 701, (2008).
- [Quer09] Queren, D., A. Avramescu, M. Schillgalies, M. Peter, T. Meyer, G. Brüderl, S. Lutgen und U. Strauß, *Epitaxial design of 475 nm InGaN laser diodes with reduced wavelength shift*. physica status solidi (c), accepted, (2009).
- [Rogo08] Rogowsky, S., *Nah- und Fernfelddynamik von (Al,In)GaN Laserdioden*. Diplomarbeit, Universität Regensburg, (2008).
- [Rogo09] Rogowsky, S., H. Braun, U. T. Schwarz, S. Brüningshoff, A. Lell und U. Strauß, *Multi-dimensional near- and far-field characterization of broad ridge (Al,In)GaN laser diodes*. physica status solidi (c), accepted, (2009).
- [Ropa06] Ropars, G., A. Le Floch und G. P. Agrawal, *Spectral and spatial dynamics in InGaN blue-violet lasers*. Applied Physics Letters, **89**(24), 241128, (2006).
- [Rumb05] Rumbolz, C., G. Brüderl, A. Leber, C. Eichler, M. Furitsch, A. Avramescu, A. Miller, A. Lell, U. Strauß und V. Härle, *Development of AlInGaN based blue-violet lasers on GaN and SiC substrates*. physica status solidi (a), **203**(7), 1792, (2005).
- [Ryu08] Ryu, H. Y., K. H. Ha, J. K. Son, S. N. Lee, H. S. Paek, T. Jang, Y. J. Sung, K. S. Kim, H. K. Kim, Y. Park und O. H. Nam, *Determination of internal parameters in blue InGaN laser diodes by the measurement of cavity-length dependent characteristics*. Applied Physics Letters, **93**(1), 011105, (2008).
- [Salz86] Salzman, J., A. Larsson und A. Yariv, *Phase-locked controlled filament laser*. Applied Physics Letters, **49**(11), 611, (1986).
- [Sato98] Sato, H., T. Sugahara, Y. Naoi und S. Sakai, *Compositional Inhomogeneity of InGaN Grown on Sapphire and Bulk GaN Substrates by Metalorganic Chemical Vapor Deposition*. Japanese Journal of Applied Physics, **37**, 2013, (1998).
- [Schö04] Schödl, T., *Verlustmechanismen und Degradation von blauen (Al,In)GaN Laserdioden*. Dissertation, Universität Regensburg, (2004).
- [Sche95] Schemmann, M. F. C., C. J. van der Poel, B. A. H. van Bakel, H. P. M. M. Ambrosius, A. Valster, J. A. M. van den Heijkant und G. A. Acket, *Kink power in weakly index guided semiconductor lasers*. Applied Physics Letters, **66**(8), 920, (1995).
- [Sche08] Schenk, H. P. D., M. Nemoz, M. Korytov, P. Vennéguès, A. D. Dräger und A. Hangleiter, *Indium incorporation dynamics into AlInN ternary alloys for laser structures lattice matched to GaN*. Applied Physics Letters, **93**(8), 081116, (2008).
- [Schi08a] Schillgalies, M., A. Laubsch, St. Lutgen, A. Avramescu, G. Brüderl, D. Queren und U. Strauß, *Defect-related recombination in InGaN-lasers*. physica status solidi (c), **6**(5), 2192, (2008).
- [Schi08b] Schillgalies, M. O., *MOVPE von InGaN-basierten Halbleiterlasern im Wellenlängenbereich von 40nm bis 450nm*. Dissertation, Universität Leipzig, (2008).
- [Schm08] Schmidtke, B., *Charakterisierung von (Al,In)GaN Laserdioden mit Hakki-Paoli Verstärkungsmessung und zeitaufgelöster Spektroskopie*. Diplomarbeit, Universität Regensburg, (2008).

- [Schm09] Schmidtke, B., H. Braun, U. T. Schwarz, D. Queren, M. Schillgalies, S. Lutgen und U. Strauß, *Time resolved measurement of longitudinal mode competition in 405 nm (Al,In)GaN laser diodes*. physica status solidi (c), accepted, (2009).
- [Scho07] Scholz, D., *Beobachtung der Filamentbildung in (Al,In)GaN Laserdioden mit zeitaufgelöster Nahfeldmikroskopie*. Diplomarbeit, Universität Regensburg, (2007).
- [Scho08] Scholz, D., H. Braun, U. T. Schwarz, S. Brüninghoff, D. Queren, A. Lell und U. Strauss, *Measurement and simulation of filamentation in (Al,In)GaN laser diodes*. Optics Express, **16**(10), 6846, (2008).
- [Schw03a] Schwarz, U. T., E. Sturm, W. Wegscheider, V. Kümmler, A. Lell und V. Härle, *Gain spectra and current-induced change of refractive index in (In/Al)GaN diode lasers*. physica status solidi (a), **200**(1), (2003).
- [Schw03b] Schwarz, U. T., E. Sturm, W. Wegscheider, V. Kümmler, A. Lell und V. Härle, *Optical gain, carrier-induced phase shift, and linewidth enhancement factor in InGaN quantum well lasers*. Applied Physics Letters, **83**(20), 4095, (2003).
- [Schw05a] Schwarz, U. T., M. Pindl, E. Sturm, M. Furitsch, A. Leber, S. Miller, A. Lell und V. Härle, *Influence of ridge geometry on lateral mode stability of (In/Al)GaN laser diodes*. physica status solidi (a), **202**, (2005).
- [Schw05b] Schwarz, U. T., M. Pindl, W. Wegscheider, C. Eichler, F. Scholz, M. Furitsch, A. Leber, S. Miller, A. Lell und V. Härle, *Near-field and far-field dynamics of (Al,In)GaN laser diodes*. Applied Physics Letters, **86**(16), 161112, (2005).
- [Schw06] Schwarz, U. T., C. Lauterbach, M. O. Schillgalies, C. Rumbolz, M. Furitsch, A. Lell und V. Härle, *Time-resolved scanning near-field microscopy of InGaN laser diode dynamics*. Proceedings of SPIE, **6184**, 61840K, (2006).
- [Schw07a] Schwarz, U. T., H. Braun, K. Kojima, M. Funato, Y. Kawakami, S. Nagahama und T. Mukai, *Investigation and comparison of optical gain spectra of (Al,In)GaN laser diodes emitting in the 375nm to 470 nm spectral range*. Proceedings of SPIE, **6485**, 648506, (2007).
- [Schw07b] Schwarz, U. T., H. Braun, K. Kojima, Y. Kawakami, S. Nagahama und T. Mukai, *Interplay of built-in potential and piezoelectric field on carrier recombination in green light emitting InGaN quantum wells*. Applied Physics Letters, **91**(12), 123503, (2007).
- [Schw07c] Schwarz, U. T. und B. Witzigmann, *Optical properties of edge-emitting lasers: Measurement and simulation*. Piprek, J., Nitride Semiconductor Devices: Principles and Simulation, 405. Wiley, (2007).
- [Shen07] Shen, Y. C., G. O. Mueller, S. Watanabe, N. F. Gardner, A. Munkholm und M. R. Krames, *Auger recombination in InGaN measured by photoluminescence*. Applied Physics Letters, **91**(14), 141101, (2007).
- [Sieg86] Siegman, A. E., *Lasers*. University Science Books, Mill Valley, CA, (1986).
- [Skie06] Skierbiszewski, C., P. Wiśniewski, M. Siekacz, P. Perlin, A. Feduniewicz-Zmuda, G. Nowak, I. Grzegory, M. Leszczyński und S. Porowski, *60 mW continuous-wave operation of InGaN laser diodes made by plasma-assisted molecular-beam epitaxy*. Applied Physics Letters, **88**(22), 221108, (2006).

- [Smol05] Smolyakov, G. A., P. G. Eliseev und M. Osinski, *Effects of resonant mode coupling on optical Characteristics of InGaN-GaN-AlGaN lasers*. IEEE Journal of Quantum Electronics, **41**, 517, (2005).
- [Stra08a] Strauß, U., S. Brüninghoff, M. Schillgalies, C. Vierheilg, N. Gmeinwieser, V. Kümmler, G. Brüderl, S. Lutgen, A. Avramescu, D. Queren, D. Dini, C. Eichler, A. Lell und U. T. Schwarz, *True-blue InGaN laser for pico size projectors*. Proceedings of SPIE, **6894**, 689417, (2008).
- [Stra08b] Strauß, U., C. Eichler, C. Rumbolz, A. Lell, Lutgen, S. Tautz, M. Schillgalies und S. Brüninghoff, *Beam quality of blue InGaN laser for projection*. physica status solidi (c), **5**, 2077, (2008).
- [Stur05] Sturm, E., *Optische Verstärkungsmessungen von (In,Al)GaN Diodenlasern*. Dissertation, Universität Regensburg, (2005).
- [Swie07] Swietlik, T., G. Franssen, R. Czernecki, M. Leszczynski, C. Skierbiszewski, I. Grzegory, T. Suski, P. Perlin, C. Lauterbach und U. T. Schwarz, *Mode dynamics of high power (InAl)GaN based laser diodes grown on bulk GaN substrate*. Journal of Applied Physics, **101**(8), 083109, (2007).
- [Vars67] Varshni, Y. P., *Temperature dependence of the energy gap in semiconductors*. Physica, **34**, 149, (1967).
- [vdL07] Laak, N. K. v. d., R. A. Oliver, M. J. Kappers und C. J. Humphreys, *Role of gross well-width fluctuations in bright, green-emitting single InGaN/GaN quantum well structures*. Applied Physics Letters, **90**(12), 121911, (2007).
- [Vurg07] Vurgaftman, I. und J. R. Meyer, *Electron Bandstructure Parameters*. Piprek, J., Nitride Semiconductor Devices: Principles and Simulation, 13–48. Wiley, (2007).
- [Witz06a] Witzigmann, B., V. Laino, M. Luisier, F. Roemer, G. Feicht und U. T. Schwarz, *Simulation and design of optical gain in In(Al)GaN/GaN short wavelength lasers*. Proceedings of SPIE, **6184**, 61840E, (2006).
- [Witz06b] Witzigmann, B., V. Laino, M. Luisier, U. T. Schwarz, G. Feicht, W. Wegscheider, K. Engl, M. Fritsch, A. Leber, A. Lell und V. Härle, *Microscopic analysis of optical gain in In-GaN/GaN quantum wells*. Applied Physics Letters, **88**(2), 021104, (2006).
- [Witz06c] Witzigmann, B., V. Laino, M. Luisier, U.T. Schwarz, H. Fischer, G. Feicht, W. Wegscheider, C. Rumbolz, A. Lell und V. Härle, *Analysis of temperature-dependent optical gain in GaN-InGaN quantum-well structures*. IEEE Photonics Technology Letters, **18**, 1600, (2006).
- [Witz07] Witzigmann, B., V. Laino, F. Roemer, C. Lauterbach, U. T. Schwarz, C. Rumbolz, M. O. Schillgalies, A. Lell, U. Strauss und V. Härle, *Analysis of substrate modes in GaN/InGaN lasers*. Proceedings of SPIE, **6468**, 64680Q, (2007).
- [Witz08] Witzigmann, B., M. Tomamichel, S. Steiger, R.G. Veprek, K. Kojima und U.T. Schwarz, *Analysis of Gain and Luminescence in violet and blue GaInN-GaN Quantum Wells*. IEEE Journal of Quantum Electronics, **44**, 144, (2008).
- [Yama94] Yamada, M., *Advanced theory of semiconductor lasers*. Suematsu, Y. und A. R. Adams, Handbook of semiconductor lasers and photonic integrated circuits. Chapman & Hall, (1994).

- [Yeo98] Yeo, Y. C., T. C. Chong, M. F. Li und W. J. Fan, *Analysis of optical gain and threshold current density of wurtzite InGaN/GaN/AlGaN quantum well lasers*. Journal of Applied Physics, **84**(4), 1813, (1998).
- [Yosh08] Yoshida, H., Y. Yamashita, M. Kuwabara und H. Kan, *A 342-nm ultraviolet AlGaIn multiple-quantum-well laser diode*. Nature Photonics, **2**, 551, (2008).
- [Yosh09] Yoshita, M., M. Kuramoto, M. Ikeda und H. Yokoyama, *Mode locking of a GaInN semiconductor laser with an internal saturable absorber*. Applied Physics Letters, **94**(6), 061104, (2009).

# Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei allen Personen bedanken, die mir im Laufe meiner Doktorarbeit hilfreich zur Seite standen. Mein besonderer Dank gilt:

- PD Dr. Ulrich T. Schwarz für die Möglichkeit zur Durchführung dieser Arbeit, sowie seine sehr persönliche, stets freundliche und äußerst kompetente Betreuung.
- Prof. Dr. Werner Wegscheider für die freundliche Aufnahme an seinem Lehrstuhl.
- Der InGaN-Laser-Abteilung von *Osram-OS*, insbesondere Stefanie Brüninghoff und Marc Schillgalies, für die gute Zusammenarbeit und die Bereitstellung der Laserdioden.
- Dominik Scholz, Tobias Meyer, Stephan Rogowsky und Bernd Schmidtke, welche im Rahmen ihrer Diplomarbeit einen erheblichen Beitrag zum Gelingen dieser Arbeit geleistet haben.
- Hans-Jürgen Solowan, Wolfgang Pfleger und Stefan Minke für die Mithilfe im Labor und die Bereitstellung von Messergebnissen.
- Kazunobu Kojima für die sehr gute und ertragreiche Zusammenarbeit.
- Clemens Vierheilig für die langjährige angenehme Bürogesellschaft.
- Den Sekretärinnen und Technikern des Lehrstuhls Wegscheider sowie allen anderen Lehrstuhlmitgliedern für die Hilfe bei kleineren und größeren Problemen und die freundliche Atmosphäre.
- Allen Korrekturlesern dieser Arbeit.
- Nicht zuletzt meiner Freundin Jessica und meiner Familie für ihre Unterstützung.